

Etude des hydrogrammes de surverse et de la ruine des  
barrages consécutives à des glissements de terrain  
dans la retenue.

Travail présenté par

**Sylvain DETREMBLEUR**

en vue d'obtenir le grade  
d'Ingénieur Civil des Constructions.

**Année académique 2001 – 2002.**



## **Remerciements**

---

*Je tiens tout d'abord à remercier le promoteur de ce travail, Monsieur le Professeur Michel Piroton, pour sa disponibilité, ses conseils judicieux et le suivi qu'il a accordé à ce mémoire.*

*Merci également à ses assistants : Pierre Archambeau, Thibaut Mouzelard, Sébastien Erpicum et Benjamin Dewals pour leur disponibilité, leurs conseils avisés et pour le développement du code de calcul.*

*Je remercie aussi toutes les personnes qui se sont occupées de la réalisation du modèle réduit : Robert Mathieu pour sa collaboration, André Brabant pour ses conseils et son suivi, Didier Lallemand pour la construction du modèle, Alain Dewart et Maurice Salme pour leur contribution à la construction, Claude Lermeroutte pour la partie système de mesures et acquisition des données, Denis Stouvenacker pour la partie mécanique.*

*Merci également à Messieurs les Professeurs André Lejeune et Albert Bolle ainsi qu'à Monsieur Philippe Diericks qui me font l'honneur de lire et d'assister à la présentation de ce mémoire.*

*Enfin, merci à maman pour sa relecture ainsi qu'à ma famille et mes amis pour leurs encouragements et leur présence de tous les instants.*





---

**TABLE DES MATIÈRES**

---

<b>Table des matières .....</b>	<b><i>i</i></b>
<b><i>I Introduction .....</i></b>	<b><i>2</i></b>
<b>I.1 Historique. ....</b>	<b>2</b>
<b>I.2 Description du phénomène.....</b>	<b>3</b>
<b>I.3 Contexte actuel. ....</b>	<b>4</b>
<b>I.4 Démarche suivie dans ce travail. ....</b>	<b>6</b>
<b><i>II Chapitre 2 : Etat des connaissances.....</i></b>	<b><i>8</i></b>
<b>II.1 Théorie des ondes. ....</b>	<b>8</b>
II.1.1 Théorie linéaire [14]. ....	8
II.1.2 Théorie cnoïdale [4]. ....	10
II.1.3 Théorie des ondes solitaires [4]. ....	10
<b>II.2 Déformation des ondes au cours de leur propagation [5], [14].....</b>	<b>11</b>
<b>II.3 Cinématique du glissement. ....</b>	<b>13</b>

---

<b>II.4</b>	<b>Ondes de submersion.</b>	<b>14</b>
II.4.1	Modèles théoriques [2], [6].	15
II.4.1.1	Cas d'un glissement vertical.	16
II.4.1.2	Cas d'un glissement horizontal.	19
II.4.2	Modèles basés sur l'analyse dimensionnelle.	20
II.4.3	Modèles empiriques.	20
<b>II.5</b>	<b>Run-up d'une vague arrivant sur une plage.</b>	<b>21</b>
II.5.1	Run-up d'une onde solitaire.	22
II.5.2	Run-up d'un ressaut mobile.	24
<b>II.6</b>	<b>Etudes en trois dimensions.</b>	<b>25</b>
II.6.1	Essais de Huber [1].	25
<b>III</b>	<b>Chapitre 3 : Modèle expérimental.</b>	<b>29</b>
<b>III.1</b>	<b>Introduction.</b>	<b>29</b>
<b>III.2</b>	<b>Description du modèle utilisé.</b>	<b>30</b>
III.2.1	Description de la cuve.	31
III.2.2	Description des blocs.	31
III.2.3	Systèmes de mesures.	33
<b>III.3</b>	<b>Similitude [13].</b>	<b>35</b>
<b>III.4</b>	<b>Exploitation du modèle réduit.</b>	<b>36</b>
III.4.1	Tarage des sondes.	37
III.4.2	Procédure d'essais.	38
<b>III.5</b>	<b>Résultats d'essais.</b>	<b>39</b>
III.5.1	Comparaison entre deux essais semblables.	40

---

---

III.5.2 Déphasages au cours d'un même essai. ....	43
III.5.3 Blocs de tailles différentes. ....	45
III.5.4 Déversoirs de largeurs différentes. ....	46
<b>III.6 Mesures de vitesses de chute. ....</b>	<b>49</b>
<b><i>IV Chapitre 4 : Simulation numérique.....</i></b>	<b>53</b>
<b>IV.1 Modélisation du glissement du bloc. ....</b>	<b>53</b>
IV.1.1 Comparaison essais – calculs en différences finies. ....	59
<b>IV.2 Données du problème. ....</b>	<b>62</b>
IV.2.1 Stratégie de simulation.....	62
IV.2.2 Données de topographie.....	63
IV.2.3 Energie transmise horizontalement. ....	63
IV.2.4 Energie transmise verticalement.....	64
<b>IV.3 Modélisation du phénomène observé.....</b>	<b>65</b>
IV.3.1 Passage de trois en deux dimensions. ....	65
IV.3.2 Modélisation de la topographie. ....	67
IV.3.3 Topographie mobile et célérité des ondes. ....	69
<b>IV.4 Instabilités et remèdes dans les simulations.....</b>	<b>70</b>
IV.4.1 Topographie. ....	70
IV.4.2 Evacuation de l'eau au déversoir. ....	72
<b>IV.5 Comparaison des essais avec une simulation en forcings. ....</b>	<b>74</b>
<b>IV.6 Analyse des vidéos enregistrées. ....</b>	<b>78</b>
<b>IV.7 Nouvelles voies de simulation.....</b>	<b>82</b>
<b>IV.8 Parallélisme chronologique entre essais et simulations. ....</b>	<b>85</b>

---

<b>IV.9</b>	<b>Résultats de simulation avec une vitesse imposée à l'interface.....</b>	<b>88</b>
IV.9.1	Calage par coefficient temporel. ....	90
<b>IV.10</b>	<b>Influence de divers paramètres. ....</b>	<b>92</b>
IV.10.1	Coefficient de frottement. ....	92
IV.10.2	Frottement aux bords. ....	93
IV.10.3	Conditions initiales de hauteur ou de vitesse et coefficient d'inégale répartition de vitesse. ....	94
<b>IV.11</b>	<b>Explication des problèmes rencontrés et résultats finaux. ....</b>	<b>96</b>
IV.11.1	Variation des coefficients temporels de calage. ....	96
IV.11.2	Période des ondes. ....	97
IV.11.3	Résultats finaux. ....	100
<b>V</b>	<b>Chapitre 5 : Conclusions.....</b>	<b>104</b>
<b>V.1</b>	<b>Conclusions. ....</b>	<b>104</b>
<b>V.2</b>	<b>Perspectives.....</b>	<b>105</b>
<b>VI</b>	<b>Bibliographie.....</b>	<b>107</b>
<b>VII</b>	<b>Annexes : Résultats expérimentaux.....</b>	<b>109</b>
<b>VII.1</b>	<b>Déversoir de 60 cm, bloc de 10 cm d'épaisseur.....</b>	<b>110</b>
<b>VII.2</b>	<b>Déversoir de 60 cm, bloc de 20 cm d'épaisseur.....</b>	<b>115</b>
<b>VII.3</b>	<b>Déversoir de 60 cm, bloc de 30 cm d'épaisseur.....</b>	<b>120</b>
<b>VII.4</b>	<b>Déversoir de 40 cm, bloc de 10 cm d'épaisseur.....</b>	<b>125</b>
<b>VII.5</b>	<b>Déversoir de 40 cm, bloc de 20 cm d'épaisseur.....</b>	<b>130</b>
<b>VII.6</b>	<b>Déversoir de 40 cm, bloc de 30 cm d'épaisseur.....</b>	<b>135</b>
<b>VII.7</b>	<b>Phasage sur 3 secondes, déversoir de 60 cm, bloc de 10 cm d'épaisseur..</b>	<b>140</b>

<b>VII.8</b>	<b>Phasage sur 3 secondes, déversoir de 60 cm, bloc de 20 cm d'épaisseur..</b>	<b>141</b>
<b>VII.9</b>	<b>Phasage sur 3 secondes, déversoir de 60 cm, bloc de 30 cm d'épaisseur..</b>	<b>142</b>
<b>VII.10</b>	<b>Blocs de tailles différentes .....</b>	<b>143</b>
<b>VII.11</b>	<b>Nouvelle forme de bloc .....</b>	<b>148</b>

## **I INTRODUCTION**

---

### **I.1 Historique.**

Les glissements de terrain dans les retenues de barrages sont loin d'être monnaie courante. Ils sont en effet considérés comme des événements exceptionnels auxquels correspondent des situations parfois désastreuses.

Un des plus grands cataclysmes recensés [2] est l'accident survenu dans la baie de Lituya, sur la côte méridionale de l'Alaska. Nous sommes le 9 juillet 1958 et, soudain, un prisme de terrain d'environ 30.600.000 m<sup>3</sup> se détache et glisse dans la baie provoquant une immense vague. Celle-ci avait une hauteur de 30 mètres. La vague s'est propagée et, après avoir atteint le rivage, la vague a progressé sur plus de un kilomètre à l'intérieur des terres, ravageant les forêts et érodant 30 centimètres de sol. Par ailleurs, 2 bateaux furent coulés et 2 personnes perdirent la vie.

Un autre accident, relativement important lui aussi [2] est survenu le 9 octobre 1963 au barrage Vaiont en Italie. Durant la nuit, un énorme prisme de terrain s'est détaché d'un des versants de la retenue pour venir s'échouer dans celle-ci. Il avait un volume de 240.000.000 m<sup>3</sup> et a dévalé la pente à une vitesse de 30 m/s soit à plus de 100 Km/h ! L'arrivée des terres dans la retenue a créé une vague qui a vidangé la retenue et qui a submergé la crête du barrage. L'onde s'est ensuite propagée dans la vallée et a atteint la ville de Longavone 1,6 kilomètre plus loin. A cet endroit, le mur d'eau mesurait encore 70 mètres et a détruit la ville provoquant la mort de 2.600 personnes.

Plus récemment, en 1971 [2], plusieurs centaines de mineurs travaillant au bord du lac Chungar au Pérou, furent noyés par la vague créée par la chute d'une avalanche dans la retenue.

## I.2 Description du phénomène.

L'expérience montre que des masses rocheuses instables ou des avalanches peuvent tomber dans des lacs en créant des ondes par transmission d'énergie disponible à l'impact, ondes qui sont souvent destructrices. En effet, l'onde résultante pourra endommager sérieusement les structures du barrage et en cas de débordement important, causer des dégâts en aval.

Le phénomène des ondes engendrées par l'impact du glissement dans l'eau se décompose en deux phases [4] :

La phase de création de l'intumescence : L'action du glissement de terrain sur la masse liquide se fait d'une part par la modification de la topographie du fond, d'autre part par l'entraînement dû au frottement à l'interface entre le liquide et le glissement et également par un effet de rencontre à l'avant du bloc et de traînée à l'arrière de celui-ci. Pendant cette phase, une partie de l'énergie du glissement est transmise à l'eau. Cette interaction donne naissance à une intumescence dont l'amplitude et la forme dépendent en particulier de la vitesse, de la masse et surtout des dimensions du glissement.

La phase de propagation : Les ondes générées par l'impact peuvent être :

*Un mascaret* : C'est un ressaut mobile. Il est constitué d'un front raide qui représente une discontinuité de la surface libre. Ce front est turbulent et provoque une dissipation importante.

*Une onde sinusoïdale* : C'est une onde périodique. Les particules fluides décrivent des trajectoires elliptiques et elles provoquent un transport d'énergie sans transport de masse.

*Une onde solitaire* : C'est une onde qui se déplace sans se déformer. Sa longueur d'onde est théoriquement infinie. Une particule fluide décrit un mouvement parabolique dans le sens de la propagation. La vitesse de propagation est constante et ne dépend que du tirant d'eau. Contrairement aux autres types d'ondes, la dissipation est faible, ce qui permet à l'onde solitaire de parcourir une distance plus importante.

Plusieurs approches sont possibles pour déterminer les hauteurs d'ondes :

L'utilisation d'un modèle analytique.

L'utilisation des modèles empiriques disponibles dans la littérature.

L'utilisation d'un modèle basé sur une analyse dimensionnelle.

La réalisation d'une étude appliquée, spécifique, utilisant un modèle réduit.

La réalisation d'une étude appliquée utilisant un modèle numérique de simulation de l'ensemble du phénomène.

### **I.3 Contexte actuel.**

Les spécialistes chargés de créer des lacs d'accumulation se voient, aujourd'hui plus que jamais, confrontés à des obstacles multiples : approvisionnement en eau, étude environnementale et étude d'impact, problèmes géologiques suite à l'implantation du nouveau barrage,...

Certains de ces obstacles peuvent être surmontés sans compromettre la rentabilité du site mais d'autres peuvent rendre l'exécution de l'ouvrage impossible ou inutile. La présence d'un sous-sol poreux conduit généralement à considérer le site comme inadéquat. Par contre, l'existence de glissements réels ou potentiels le long des rives de la retenue ne doit pas être considérée comme un fait rendant la construction du barrage impossible mais il faut évidemment en tenir compte lors de la conception du projet.

Le problème envisagé est donc d'une importance cruciale. Une des difficultés est bien évidemment de prévoir les glissements de terrain que ce soit au point de vue de leur forme, quantité de matière ou encore le type de matériaux. Ce problème peut être traité avantageusement par des géologues ou des géotechniciens qui peuvent, au cours d'essais de terrain et d'évaluation des pentes de rupture de celui-ci, évaluer le potentiel et la cinématique d'un glissement de terrain. Cette partie, une fois terminée, fournit les données nécessaires pour commencer l'évaluation du problème principal, à savoir la formation de vagues dans la retenue.

Le travail qui sera poursuivi ici ne s'occupera pas de la stabilité ou non des versants mais sera centré sur une dynamique des glissements et sur la formation de vagues. Il faut attirer l'attention sur le fait que les ruptures de terrains ne sont pas les seuls instigateurs de pareils catastrophes. La chute de glaciers ou de blocs de roche peuvent aussi en être la cause. Plusieurs facteurs, parfois anodins, sont à l'origine des départs de glissements. Parmi les plus fréquents, on peut citer :

- L'altération des roches par les pluies ou les écoulements souterrains.



- Des saturations de sols dues à ces mêmes pluies réduisant l'angle de frottement interne et pouvant provoquer des zones préférentielles de glissement de sol.
- Des déforestations dues à l'homme entraînant également un déforçement du sol du fait de l'absence de racines ou encore des exploitations de carrières qui modifient la structure interne du sol (vibrations, ...).
- Une vidange rapide de la réserve d'eau qui, comme dans les barrages en terre est une phase critique de stabilité. Le sol est en effet toujours sous la pression d'eau interne alors que l'eau de la retenue qui stabilisait le versant est maintenant absente. Un accident de ce type s'est déjà produit lors de la construction d'une centrale hydroélectrique. La construction de la prise d'eau nécessitait de descendre le niveau du lac. Cette diminution trop rapide a entraîné le glissement d'un cône de terrain et la vague résultante a totalement inondé la centrale et a causé la mort de 2 hommes.
- Des avalanches ou des éboulements de glaciers qui sont des risques surtout présents pour les retenues situées en altitude.

Malgré la grande importance du phénomène envisagé, il n'y a pas très longtemps que des chercheurs se sont préoccupés de modéliser correctement le problème. Au tout début, plusieurs personnes se sont lancées sur la piste d'une représentation par des lois empiriques basées sur des résultats d'essais en laboratoire.

A défaut d'avoir des outils véritablement adaptés au problème et surtout au vu du coût de développement d'un modèle réduit, la tendance actuelle est toujours de se baser sur ces lois empiriques afin de prévoir la hauteur des vagues formées. Comme toute méthode empirique, une grande disparité dans les résultats obtenus est observée. On arrive souvent à des valeurs de hauteurs de vagues totalement erronées en comparaison avec des catastrophes antérieures.

Il est à noter que d'autres études sur modèle réduit sont également développées actuellement en Suisse [8] dans le laboratoire du professeur Hager à Zurich où un simulateur envoie du gravier sous air comprimé dans un bassin contenant de l'eau. La vague qui s'ensuit est observée via de petites sphères réfléchissantes contenues dans le liquide.

La grande complexité du problème et le nombre important de paramètres entrant en jeu sont la principale cause de cette imprécision. A titre d'exemple, quelques paramètres peuvent

être cités : forme, vitesse, densité du glissement, profondeur de la retenue, inclinaison des rivages,...

En tout état de cause, un examen minutieux de tous ces facteurs et des risques qu'ils engendrent doit être effectué afin de prendre des mesures de protection.

Si de telles mesures étaient impossibles à établir ou trop onéreuses l'aménagement devrait être abandonné. Mais il convient également de ne pas renoncer prématurément à la construction d'un ouvrage dont l'utilité est démontrée ou qui répond à une nécessité économique pour la région. Une revanche importante du couronnement pour un barrage qui risque de déborder est parfois une solution valable et économique. Mais une surveillance méticuleuse des terrains environnant la retenue est toujours indiquée pour évaluer la situation actuelle et future.

#### **I.4 Démarche suivie dans ce travail.**

Suite à la volonté d'estimer de plus en plus précisément les risques attenants à des glissements de terrains dans les retenues, de nombreux modèles réduits servant à valider des modèles numériques se sont développés. Le but poursuivi ici sera d'étudier différentes simulations sur modèle réduit et d'adapter le logiciel du service d'hydrodynamique appliquée (WOLF 2D) de façon à gérer correctement la simulation des vagues de submersion.

La démarche suivie pour résoudre ce problème est relativement classique dans le domaine de l'hydraulique de surface : on combine la modélisation physique et la modélisation numérique.

La première a l'avantage de représenter correctement la réalité et de donner des résultats visuels qui sont toujours très éloquents.

La seconde présente l'avantage d'un faible coût, d'une grande rapidité d'exécution et d'un choix infini de modèles. Malheureusement, le numérique repose sur des équations simplifiées par des hypothèses de départ qui écartent quelque peu le modèle de la réalité.

Dans un premier temps, une recherche bibliographique est menée pour broser un tableau de la théorie des ondes : la théorie linéaire, la théorie cnoïdale et la théorie des ondes solitaires. Nous rappellerons pour chacune d'elles les principales hypothèses et résultats obtenus. Nous rappellerons également les principales modifications que peut subir une onde qui se propage : la réflexion, la diffraction, la réfraction, le déferlement. Nous étudierons le run-up qui, il faut le rappeler, est la hauteur (par rapport au niveau d'eau initial) atteinte par la

vague qui déferle sur une plage. Ce phénomène étant relativement important pour évaluer les zones qui pourraient être submergées, quelques résultats seront dégagés pour estimer le run-up sur base des ondes incidentes.

Ensuite, la recherche sera menée au niveau des impacts de glissements solides et des ondes qu'ils engendrent. A ce titre, on peut citer trois grands types de modèles :

Les modèles théoriques basés sur la théorie linéaire. Le plus complet étant sans doute celui qui été élaboré par E. Noda au début des années 1970.

Les modèles qui se basent sur l'analyse dimensionnelle en comparaison avec des résultats expérimentaux.

Les modèles empiriques qui tentent de représenter les phénomènes observés sur modèle réduit en calant des lois sur les courbes expérimentales.

Enfin, pour compléter les données précédentes qui ne s'intéressent généralement qu'à la propagation en canal, nous dégagerons certains résultats relatifs à des ondes qui se propagent en trois dimensions, plus proches des phénomènes réels.

## **II CHAPITRE 2 : ETAT DES CONNAISSANCES**

---

### **II.1 Théorie des ondes.**

Le phénomène des ondes de gravité est un problème très complexe qu'aucune théorie mathématique, aussi évoluée qu'elle soit, ne peut représenter dans sa globalité. Cependant, on peut séparer le phénomène en plusieurs sous domaines, chacun pouvant être représenté séparément par une théorie adaptée [14].

La plus ancienne théorie est celle de Airy (1845) qui est une théorie linéaire qui n'est applicable que dans le cas où la hauteur de l'onde est faible devant la profondeur d'eau. Cette théorie a ensuite été développée par Stokes (1880) pour les ordres supérieurs [4].

Dans le cas où l'on considère une eau peu profonde, la théorie cnoïdale est applicable sauf lorsque la vague commence à déferler. A ce moment, seule la théorie de Saint-Venant est applicable puisqu'elle permet la représentation des ressauts. Il est à remarquer, par exemple, que de considérer un fluide rotationnel complique beaucoup le formalisme mathématique et que l'expression analytique devient vite impossible.

#### **II.1.1 Théorie linéaire [14].**

Cette théorie repose sur plusieurs hypothèses fondamentales :

- Le fluide considéré est homogène, incompressible et parfait.
- L'amplitude de l'onde est faible devant la profondeur d'eau.

En utilisant ces hypothèses dans les équations de Navier-Stokes, on peut démontrer l'existence d'un potentiel  $\phi$  tel que son gradient fournit le vecteur vitesse du fluide :

$V(u,w)=grad(\phi)$  où  $u$  et  $w$  sont respectivement les vitesses horizontale et verticale. En outre, toutes les solutions de cette théorie se résument à une combinaison linéaire d'une onde sinusoïdale de base.

Cette onde peut s'écrire de la façon suivante :  $\eta=d+\frac{H}{2}\cos(\frac{2\pi x}{L}-\frac{2\pi t}{T})$

où  $\eta$  est l'élévation de la surface libre,  $d$  est la profondeur,  $H$  est l'amplitude de la vague,  $x$  est l'abscisse,  $t$  est le temps,  $L$  est la longueur d'onde et  $T$  est la période (figure II-1).

En outre, la vitesse de propagation est donnée par  $C=\frac{gT}{2\pi}$  avec  $L=CT$ .

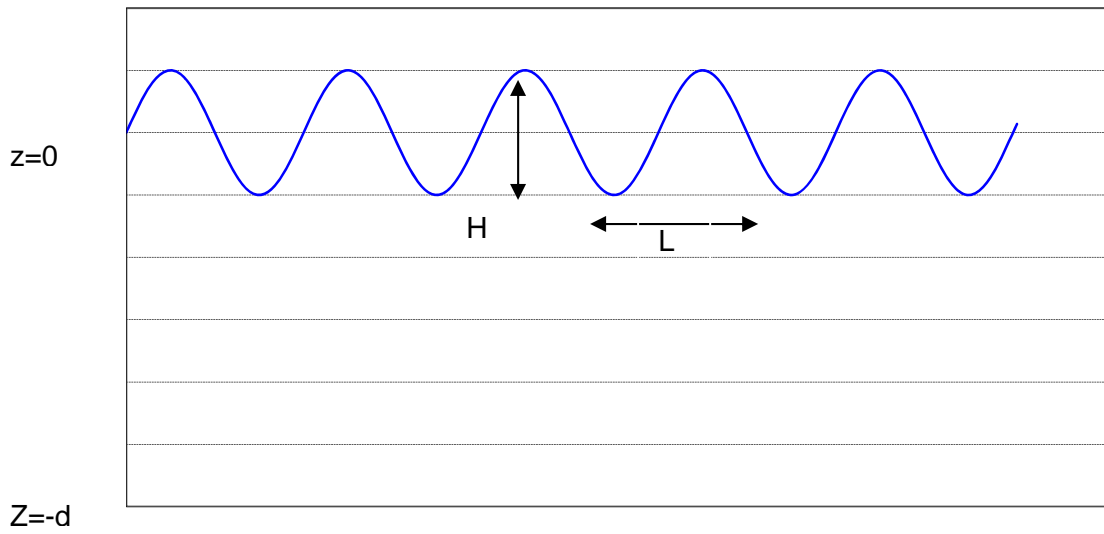


Figure II-1

La vitesse instantanée est donnée par :  $u=\frac{H}{2}\frac{gT}{L}\frac{\cosh(2\pi\frac{z+d}{L})}{\cosh(2\pi\frac{d}{L})}\cos(\frac{2\pi x}{L}-\frac{2\pi t}{T})$ .

$$w=\frac{H}{2}\frac{gT}{L}\frac{\sinh(2\pi\frac{z+d}{L})}{\sinh(2\pi\frac{d}{L})}\cos(\frac{2\pi x}{L}-\frac{2\pi t}{T})$$

En considérant la pression atmosphérique comme référence, la formulation de la pression

est quant à elle :  $p=\rho g(\eta K_z - z)$  où  $K_z=\frac{\cosh(2\pi\frac{z+d}{L})}{\cosh(2\pi\frac{d}{L})}$ .

L'énergie contenue dans une longueur d'onde et par unité de largeur est  $E=\rho g H^2 L/8$ .

### II.1.2 Théorie cnoïdale [4].

Dans le cas de la propagation d'une onde en eaux peu profondes, la théorie linéaire exposée ci-dessus n'est plus à même de représenter le phénomène. On s'oriente dès lors vers la théorie des ondes cnoïdales dont le domaine de validité, déterminé par Laitone (1963), est  $L/d > 8$  et  $U_r = L^2 \frac{H}{d^3} > 26$  où  $U_r$  est le nombre d'Ursell.

On remarque également que, lorsque la longueur d'onde tend vers l'infini, la théorie cnoïdale dégénère vers la théorie des ondes solitaires. A contrario, si le rapport de la hauteur d'onde à la profondeur diminue, l'onde cnoïdale approche l'onde sinusoïdale.

Le profil de l'onde cnoïdale est donné par :  $h = h_0 + H \cdot \text{cn}^2(\gamma(x - Ct), m)$  où  $H$  est l'amplitude,  $h_0 = h_{\max} - H$ ,  $q$  est le débit relatif dans le repère se déplaçant à la vitesse  $C = -q/d$ ,  $d$  est la profondeur moyenne,  $\text{cn}$  est le cosinus elliptique,  $m = \frac{g(h_0 + H)Hh_0}{g(h_0 + H)^2h_0 - q^2}$ ,  $\gamma = \sqrt{\frac{3Hg}{4q^2m}}$ .

### II.1.3 Théorie des ondes solitaires [4].

Quand on considère des ondes sinusoïdales ou cnoïdales, on s'aperçoit que les particules ont des mouvements elliptiques et se déplacent d'avant en arrière lors du passage de l'onde. Chaque onde possède également un creux et un sommet.

L'onde solitaire, contrairement aux autres, ne possède pas de creux mais est seulement une vague qui se propage au dessus du niveau moyen. L'onde solitaire est une onde de translation de masse et est également la limite de l'onde cnoïdale quand la longueur d'onde tend vers l'infini.

L'expression de la surface libre est donnée par :

$$\eta = y - d = H \frac{4 \exp(-2\gamma(x - Ct))}{(1 + \exp(-2\gamma(x - Ct)))^2} \text{ où } \gamma = \sqrt{\frac{3H}{d+H}} \frac{1}{2d}, C = \sqrt{g(d+H)}.$$

L'énergie totale par unité de largeur d'une onde solitaire est :  $E = \frac{8}{3\sqrt{3}} \rho g (Hd)^{3/2}$ .

Il faut noter que dans ces théories, la distribution de pression est supposée hydrostatique.

Une onde solitaire qui se propage peut, à un certain moment devenir instable et déferler. Elle se transforme alors en un ressaut mobile qui ne peut être modélisé que par une théorie de Saint-Venant. Ce déferlement se produit lorsque la vitesse des particules d'eau constituant la vague devient supérieure ou égale à la vitesse de propagation de l'onde. Des expériences

de laboratoire ont montré que le déferlement se produisait dans la gamme de paramètres  $0,78 < H/d < 0,83$ .

## II.2 Déformation des ondes au cours de leur propagation [5], [14].

Lorsqu'une onde se déplace, tout comme la houle, celle-ci subit des modifications de sa trajectoire originelle.

Le déferlement : Comme précisé plus haut, il peut y avoir déferlement lorsque la cambrure limite est atteinte et une grande dissipation d'énergie en résulte.

La réfraction : Lorsque le milieu de propagation de l'onde présente une hauteur variable, la célérité de la vague varie. Ce type de topographie est très courant dans les retenues de barrages. En conséquence, sur un même front d'onde, les vitesses sont différentes et l'onde s'incurve de façon à se présenter toujours perpendiculairement au rivage. Il est à noter qu'un glissement de terrain est un événement ponctuel pour une retenue de grande importance et que l'onde générée représente un arc de cercle. Dès lors, la dissipation d'énergie est plus grande que dans une vague rectiligne puisque le front d'onde présente une plus grande longueur.

La diffraction : Ce phénomène intervient lorsque le front d'onde est partiellement arrêté par un obstacle. L'onde non arrêtée contourne alors l'obstacle et vient se propager derrière celui-ci. La diffraction n'intervient que très peu dans l'étude des vagues générées dans une retenue mais peut exister dans des réservoirs de forme très chahutée.

La réflexion : C'est de loin le phénomène le plus important dans ce travail. En effet, les ondes qui se réfléchissent sur les berges peuvent venir se combiner avec les ondes incidentes. Si les vagues sont en phase, on assiste à une augmentation de l'amplitude de l'onde. C'est le contraire si on assiste à une opposition de phase.

Lorsqu'une onde sinusoïdale entre en contact avec un mur vertical, la combinaison de l'onde réfléchie et de l'onde incidente crée un clapotis gaufré. Il est à noter que pour un mur vertical, la vague réfléchie est de même amplitude que celle incidente.

Cette situation n'est en général pas rencontrée dans la réalité puisque certains versants de retenue peuvent présenter des angles plus faibles [14]. Dans ce cas, la vague incidente ne se réfléchit pas totalement. Si la cambrure de l'onde est grande à l'approche du rivage, on assiste à un déferlement de celle-ci et à une dissipation pratiquement totale de son énergie. La cambrure maximum est donnée en fonction de l'angle du talus en degrés par :

$$\left(\frac{H}{L}\right)_{\max} = \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}} \frac{\sin^2 \alpha}{\pi} \text{ (figure II-2).}$$

Cambrure maximum à l'approche d'une rive.

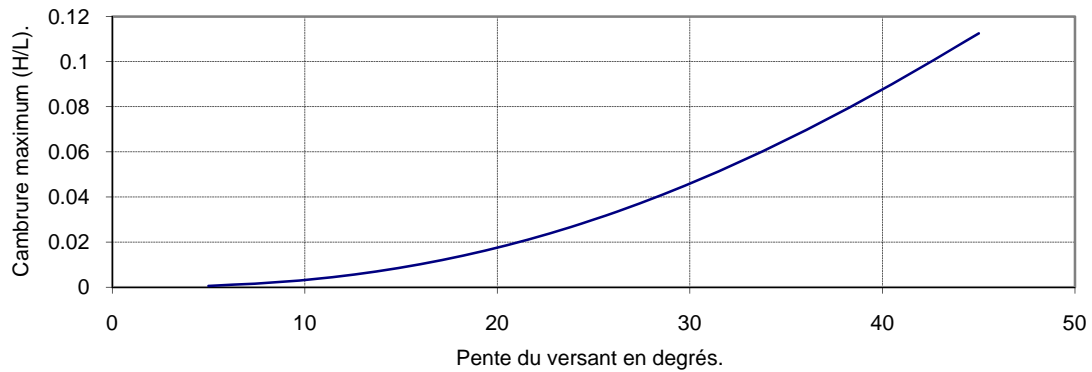


Figure II-2

On constate en outre que les vagues de plus faible amplitude se réfléchissent totalement ou partiellement : le rapport  $R=H'/H$  entre le creux réfléchi et le creux incident, ou coefficient de réflexion, est fonction de l'angle  $\alpha$  du talus. Il diminue très vite avec  $\alpha$ , il est fonction de la cambrure loin de la rive (  $R$  diminue quand  $H/L$  augmente), il dépend de la nature de la surface du talus.

Le coefficient de réflexion (figure II-3) est donné par  $R = \frac{k}{\gamma_0} \frac{2\pi \sin^2 \alpha}{\alpha \pi}$  où  $\alpha$  est la pente du talus et  $k$  vaut :

- 0,9 à 1 pour un revêtement lisse en béton.
- 0,7 à 0,8 pour un revêtement en maçonnerie.
- 0,6 à 0,7 pour des enrochement en pierre.
- 0,5 pour des massifs en blocs d'enrochement.



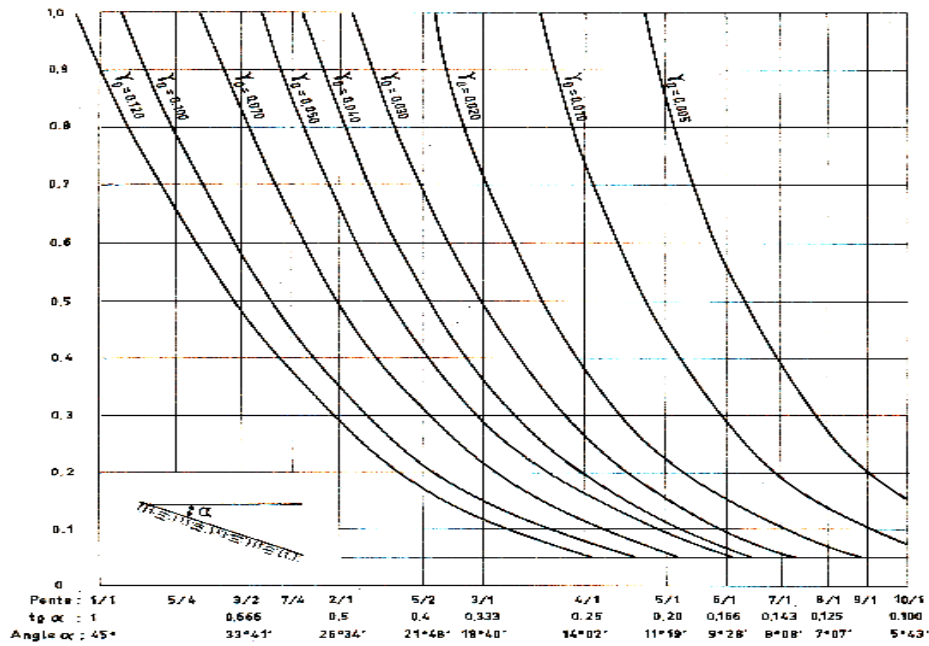


Figure II-3 : Coefficient de réflexion d'un talus en fonction de sa pente et de la cambrure  $\gamma_0$ .

Au vu de ces développements, une ligne générale de conduite est de dire que la réflexion est d'autant plus importante que la rive est verticale et qu'elle est lisse.

Il est évident que tous les phénomènes décrits ci-avant peuvent se passer dans un même temps et que de nombreuses interférences d'ondes vont avoir lieu. Ceci a pour effet que les vagues secondaires peuvent être tout à fait de l'ordre de grandeur de l'onde incidente. Un modèle de simulation approprié doit dès lors être utilisé pour cerner tous les risques encourus.

### II.3 Cinématique du glissement.

Toute masse d'un sol d'une surface libre en pente tend à se mettre en mouvement sous l'influence de son poids. Si cette tendance est équilibrée par des contraintes de cisaillement, il y a stabilité de la pente; sinon il y a glissement.

Les glissements de terrain font partie des processus naturels de modifications du relief. Mais, ils peuvent tout aussi bien survenir à propos de travaux exécutés par l'homme, troublant un équilibre établi.

Le mouvement du glissement se déroule en trois phases [4] : une phase de déclenchement, une phase d'écoulement et une phase d'arrêt.

Déclenchement : Nous résumons ci-après l'ensemble des causes principales qui sont susceptibles de favoriser le déclenchement d'un glissement :

Modification du moment moteur par charge ou décharge.

Altération par les conditions atmosphériques du sol au voisinage de la surface de rupture.

Modification du régime. Cette modification peut survenir à la suite de pluies abondantes qui augmentent le volume d'une nappe artésienne au voisinage de la future surface de glissement, en augmentant la pression interstitielle de la nappe. Elle peut survenir à la suite d'une construction de barrage qui provoque une augmentation du niveau de la nappe. Elle peut également survenir lors d'une vidange rapide d'un barrage par maintien de la pression interstitielle et diminution de la masse d'eau stabilisatrice.

Ecoulement : Comme la phase de déclenchement, la phase d'écoulement est très complexe. La dynamique d'un mouvement de terrain fait intervenir plusieurs paramètres parmi lesquels on peut citer : la granulométrie, la cohésion interne, la dissipation interne ainsi que le frottement au sol.

Arrêt : A partir du moment où la force motrice décroît, conséquence d'une diminution de la pente, les forces de frottement finissent par arrêter le glissement de terrain. L'arrêt d'un glissement peut aussi survenir à la suite d'un choc sur un mur de protection prévu à cet effet. Enfin, le parcours d'un glissement peut aussi se terminer dans un lac où l'interaction entre le glissement et la masse liquide peut donner naissance à des vagues pouvant avoir des conséquences catastrophiques.

Etant donné les dégâts causés par ce phénomène dans le passé, la prédiction des vagues produites par un modèle numérique approprié s'avère nécessaire.

Les considérations entrevues ci-dessus ne nous intéressent pas en tant que telles dans le sujet traité ici. Les risques de glissements et l'évaluation des caractéristiques d'un terrain doivent être connus par une autre étude. La cinématique du glissement devra, quant à elle, être étudiée de façon à connaître la vitesse de déplacement du terrain dans la retenue de barrage.

## **II.4 Ondes de submersion.**

L'étude de la plupart des articles traitant du calcul des ondes de submersion montre que les auteurs ont abordé ce problème de deux façons distinctes :

- Une modélisation théorique (modèle mathématique).
- Une modélisation empirique (modèle physique).

Les deux approches donnent lieu à des formules permettant d'obtenir les caractéristiques de la vague maximale en fonction des caractéristiques du glissement et de la profondeur initiale.

Nous allons présenter dans la suite ces deux types de modèles. Le premier type de modèle est une approche théorique basée sur les équations de la mécanique des fluides. Le second type est, quant à lui, une approche purement empirique basée sur l'analyse dimensionnelle et sur des expériences sur modèle réduit.

Les notations utilisées dans la suite sont les suivantes :

$d$  : la profondeur initiale.

$\eta_{\max}$  : l'amplitude maximale de l'onde par rapport à la surface libre.

$H$  : la hauteur d'eau depuis le fond jusqu'au sommet de la vague.

$V_{\text{imp}}$  : la vitesse d'impact du glissement dans l'eau.

$x$  : la distance horizontale comptée à partir du point d'impact.

$\lambda_m$  : l'épaisseur du glissement.

$g$  : l'accélération de la pesanteur.

$F$  : le nombre de Froude,  $F = \frac{V_{\text{imp}}}{\sqrt{gd}}$ .

#### II.4.1 Modèles théoriques [2], [6].

L'exemple le plus intéressant dans cette catégorie est de loin le modèle de Noda. La théorie de Noda reprend en fait des résultats formulés par Kennard qui a résolu le problème théorique d'un mur se déplaçant dans l'eau, ce déplacement pouvant être vertical (figure II-4) ou horizontal (figure II-5).

Des hypothèses ont dû être faites pour permettre la résolution dans ce cas des équations de la dynamique. Dans les deux cas, on suppose que le fluide est incompressible, qu'il est irrotationnel, que les équations linéarisées des ondes de surface sont utilisées et que les phénomènes de choc peuvent être négligés.

Il est évident que ces hypothèses sont physiquement discutables et qu'il sera indispensable de s'assurer de leur validité, c'est-à-dire de contrôler dans quelle mesure elles affectent les résultats, ce que Noda a effectivement fait en testant ces modèles sur des expériences en canal.

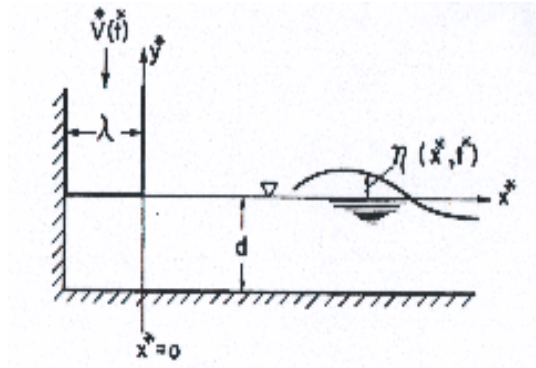


Figure II-4 : Modélisation pour un glissement vertical.

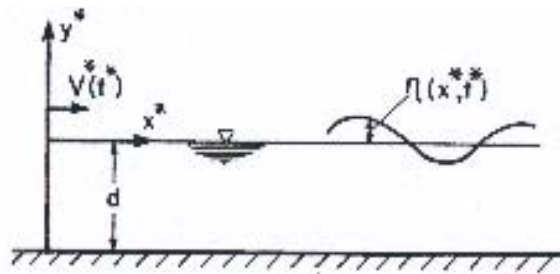


Figure II-5 : Modélisation pour un glissement horizontal.

#### II.4.1.1 Cas d'un glissement vertical.

En utilisant les résultats de Kennard, Noda démontre la formule suivante :

$$\frac{\eta_{\max}}{\lambda_m} = \Phi\left(\frac{V_{\text{imp}}}{\sqrt{gd}}, \frac{x}{d}\right)$$

où la fonction  $\Phi$  est estimée à partir de l'abaque en figure II-6.

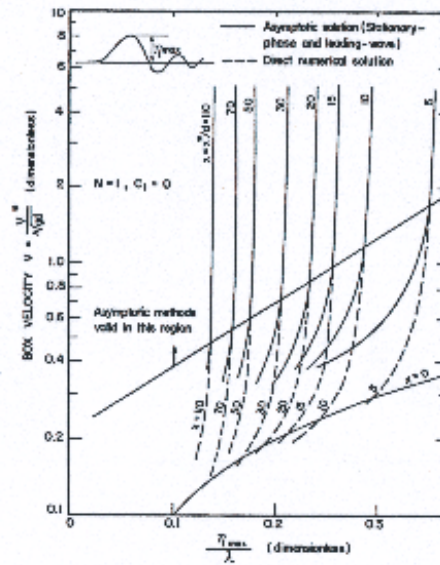


Figure II-6

Cette abaque n'est valable que pour un régime oscillatoire. Or, on peut considérer que, tant que l'on reste dans les limites de ce régime, les dangers de submersion importante sont réduits. En revanche, dès qu'il y a apparition d'ondes solitaires ou d'intumescence, on peut être assuré de submersions significatives.

En réalité, la théorie de Noda n'est applicable que dans le cas du régime oscillatoire. Expérimentalement, Noda a remarqué que si  $F$  et  $\lambda_m/d$  sont grands, le glissement engendre des ondes qui ne sont plus sinusoïdales et qui, dans le cas extrême, peuvent être des ressauts mobiles. Afin de pallier à cette lacune, Noda a mis au point un deuxième abaque (figure II-7 et II-8, tableau II-1) qui permet de définir le régime dans lequel on se trouve et de choisir pour le calcul de la vague le paramètre adimensionnel  $x/d$  le plus adapté.

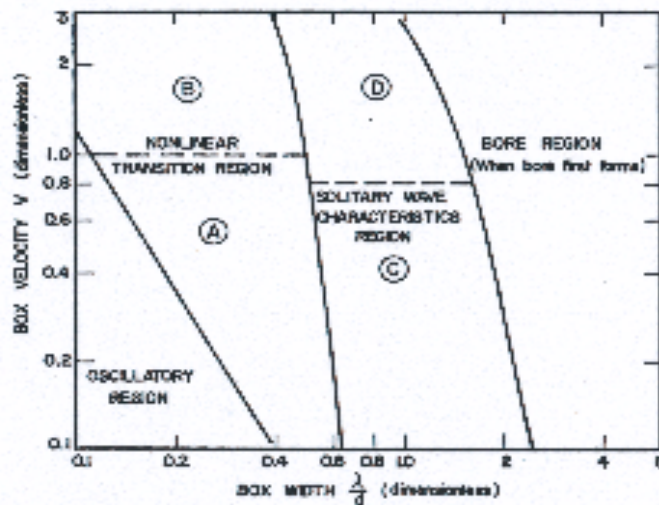


Figure II-7

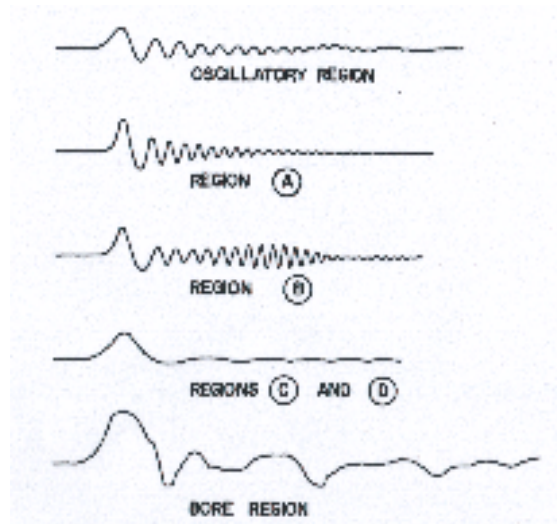


Figure II-8

Tableau II-1 : Domaine d'utilisation des formules de Noda.

Région	Méthode d'estimation de l'onde maximale
Oscillatoire	Théorie linéaire
A	Interpoler à F constant entre la région oscillatoire et C
B & C	Solution linéaire pour $x/d=5$
D & "Bore wave"	Solution linéaire pour $x/d=0$

Le calcul d'une onde par cette méthode s'effectue donc en plusieurs temps :

- Calcul de la vitesse du glissement par une relation du type :

$$v = v_0 + \sqrt{2gs[\sin(i) - \tan(\varphi_s) \cos(i)]}$$

où :

$v$  est la vitesse d'une masse glissant sur un plan,

$v_0$  est la vitesse initiale du glissement,

$g$  est la constante gravitationnelle,

$s$  est la distance du glissement,

$i$  est l'angle de la pente en degrés,

$\tan \varphi_s$  est le coefficient de friction dynamique qui inclut les effets de pression de pores et les effets de rugosité qui peut être pris à 0,25 +/- 0,12.

- Calculer le nombre de Froude  $\frac{V}{\sqrt{gd}}$ .
- Calcul de  $\lambda_m/d$ .
- Grâce à la deuxième abaque, on définit à partir de  $F$  et de  $\lambda_m/d$  quel est le type de régime et la forme des vagues. Cette première phase permet de fixer le paramètre  $x/d$  adéquat.
- En connaissant  $F$ ,  $\lambda_m/d$  et  $x/d$ , on obtient la hauteur maximale atteinte par la vague en consultant la première abaque à trois entrées.

#### II.4.1.2 Cas d'un glissement horizontal.

Si on tient compte d'un déplacement faible devant la masse liquide et en utilisant les mêmes hypothèses que dans le cas d'un glissement vertical, Noda a établi que l'enveloppe des amplitudes maximales des ondes est donnée par :  $\frac{\eta_{\max}}{d} = 1,32 \frac{V_{\text{imp}}}{\sqrt{gd}}$ , cette relation ayant la réputation d'être assez pessimiste (figure II-9).

Une autre solution est due à Bakhmeteff (figure II-9). Il a résolu le problème pour un mur se déplaçant à vitesse constante en supposant une conservation d'énergie à travers le saut et en supposant que le mur pouvait être représenté par une fonction en escalier. L'enveloppe des amplitudes est donnée par :  $\frac{V_{\text{imp}}}{\sqrt{gd}} = \left( \frac{\eta_{\max} + d}{d} \right) \left( \frac{\eta_{\max} + d}{2\eta_{\max}} \right)^{1/2}$ .

Il faut en outre noter que, dans le cas du mouvement horizontal d'un mur, la vague maximale n'est pas atteinte en  $x=0$  mais un peu plus loin que l'origine de la perturbation.

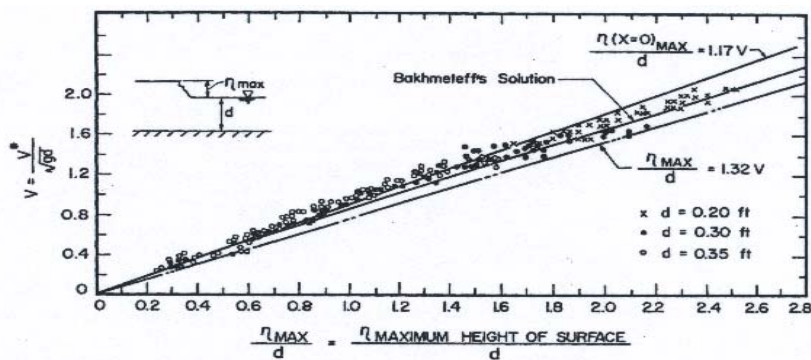


Figure II-9

#### II.4.2 Modèles basés sur l'analyse dimensionnelle.

Dans ce cas, il n'est pas nécessaire de faire des hypothèses simplificatrices pour déterminer la relation entre la vague et le glissement. Toutes les variables du problème sont combinées par le théorème De Buckingham pour en déduire des nombres adimensionnels [7], les relations entre ces nombres étant déterminées expérimentalement.

C'est l'analyse dimensionnelle qui a pour rôle de simplifier et d'orienter l'expérimentation. Kamphuis et Bowering [9], en procédant ainsi, ont établi que l'enveloppe des hauteurs d'onde est donnée par :

$$\frac{H}{d} = F^{0,7} (0,31 + \log(\frac{le}{d^2})) + 0,35 \exp(-0,08 \frac{x}{d})$$

$$\text{avec } 1 \leq F \leq 3, \quad 0,1 \leq q = \frac{le}{d^2} \leq 1 \quad \text{et} \quad 10 \leq \frac{x}{d} \leq 48$$

où  $l$  est la longueur du glissement et  $e$  son épaisseur.

#### II.4.3 Modèles empiriques.

Certains chercheurs ont écrit des relations permettant de connaître la hauteur maximale de la vague produite en calant des courbes sur les résultats d'essais en modèle réduit. On peut citer à ce titre Slingerland et Voight [1] qui ont trouvé une relation pour décrire les vagues du barrage Libby. Cette même relation s'est également révélée fiable pour représenter de nombreux événements passés et constitue donc un bon outil. La relation est :

$$\log(\frac{\eta_{\max}}{d}) = a + b \cdot \log(KE)$$

où :

$a$  est une constante empirique qui vaut 1,25,

$b$  est une constante empirique qui vaut 0,71,

$KE$  est l'énergie cinétique adimensionnelle et vaut  $\frac{1}{2} (\frac{lh_k w_k}{d^3}) (\frac{\rho_s}{\rho}) (\frac{v^2}{gd})$ ,

$l$  est la longueur du glissement,

$h_k$  est l'épaisseur du glissement,

$w_k$  est la largeur du glissement,



$\rho_s$  est la densité du glissement,

$\rho$  est la densité de l'eau,

$v$  est la vitesse du glissement.

Une relation empirique existe aussi dans un article de Huber et Hager [15] qui est relative à

un modèle en deux dimensions :  $H = 0,88 \cdot \sin(\alpha) \left( \frac{\rho_s}{\rho_w} \right)^{1/4} \left( \frac{V_s}{b} \right)^{1/2} \left( \frac{d}{x} \right)^{1/4}$

où :

$\rho_s$  et  $\rho_w$  sont la densité du glissement et de l'eau,

$V_s$  est le volume du glissement,

$b$  est sa largeur,

$\alpha$  est la pente du glissement,

$d$  est la profondeur d'eau,

$x$  est la distance par rapport au point d'impact dans l'alignement du glissement.

## II.5 Run-up d'une vague arrivant sur une plage.

Les ondes de submersion terminent souvent leur parcours sur les berges où elles viennent se réfléchir. Lors de cette réflexion, une partie de l'énergie cinétique se transforme en énergie potentielle, ce qui donne lieu à une surélévation  $R$ , dite "run-up". L'estimation de l'amplitude de la surélévation  $R$  à partir des caractéristiques de la vague loin de la plage est très importante sur le plan pratique. Il est important en effet de connaître l'ampleur du raz de marée à attendre lors de la réflexion de la vague afin de délimiter les rives menacées et de prendre à temps les dispositions nécessaires.

Dans la figure II-10 désigne l'amplitude de l'onde,  $d$  la profondeur,  $s$  la pente de la rive et  $R$  le run-up.

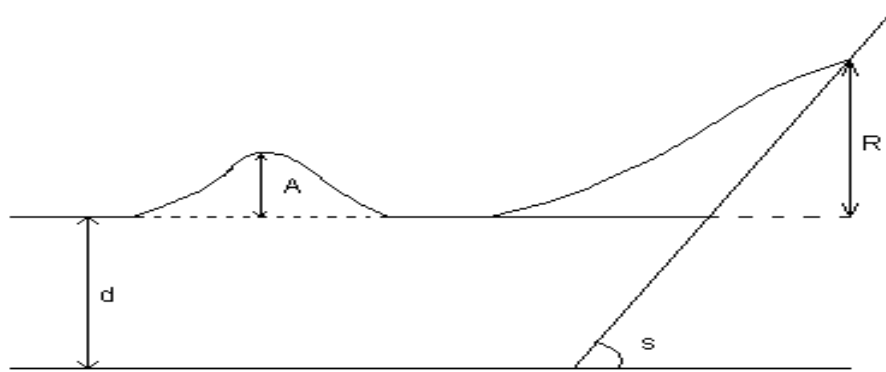


Figure II-10

A notre connaissance, il n'existe pas de solution analytique exacte pour la prédiction du run-up d'une onde longue sur une plage. Plusieurs théories approximatives sont disponibles. Chacune a ses mérites, ses lacunes et surtout ses domaines d'application. Dans le cas des ondes régulières, il est difficile de prévoir la surélévation à partir des caractéristiques de la vague en eau profonde. La théorie doit également être valable en eau peu profonde où les effets non linéaires doivent être pris en compte.

Le phénomène ayant lieu en canal horizontal terminé par une plage a été étudié sur le plan théorique et sur le plan expérimental dans le cas d'une onde solitaire et uniquement sur le plan expérimental pour un ressaut mobile. Dans ce qui suit, nous rappelons les principaux résultats de ces études.

### II.5.1 Run-up d'une onde solitaire.

L'onde solitaire est un phénomène qui apparaît dans des conditions naturelles particulières : tremblement de terre, effondrement, onde de submersion... Elle donne lieu, en arrivant sur une berge à un raz de marée dont les conséquences dépendent de l'amplitude de l'onde et de la pente de la plage.

La surélévation produite par la réflexion d'une onde solitaire sur une plage est une fonction de la pente  $s$ , de la profondeur  $d$  et de l'amplitude  $A$  de l'onde.

- Sur le plan théorique [4].

Dans le cas d'un mur vertical, la surélévation est légèrement supérieure à deux fois l'amplitude de la vague. La surélévation croît quand la pente décroît jusqu'au point où la vague commence à déferler. Avant le point de déferlement, la surélévation atteint

une valeur de l'ordre de trois fois l'amplitude de la vague. Après le point de déferlement, la surélévation  $R$  décroît quand la pente décroît et devient négligeable quand la pente tend vers un centième (résultat du processus de dissipation).

- Sur le plan expérimental.

Hall et Watts [10] ont mesuré la surélévation des ondes solitaires en réflexion sur une plage (figure II-11). Les résultats de leur étude sont présentés sous la forme suivante :

$$\frac{R}{A} = K(s) \left( \frac{A}{d} \right)^{a(s)-1}$$

$$0,09 < s < 0,2 \quad K(s) = 11 \cdot s^{0,67} \quad a(s) = 1,9 \cdot s^{0,35}$$

$$0,2 < s < 1 \quad K(s) = 3,05 \cdot s^{-0,13} \quad a(s) = 1,15 \cdot s^{0,02}$$

Run-up d'une onde solitaire sur une plage pour plusieurs pentes de rivage.

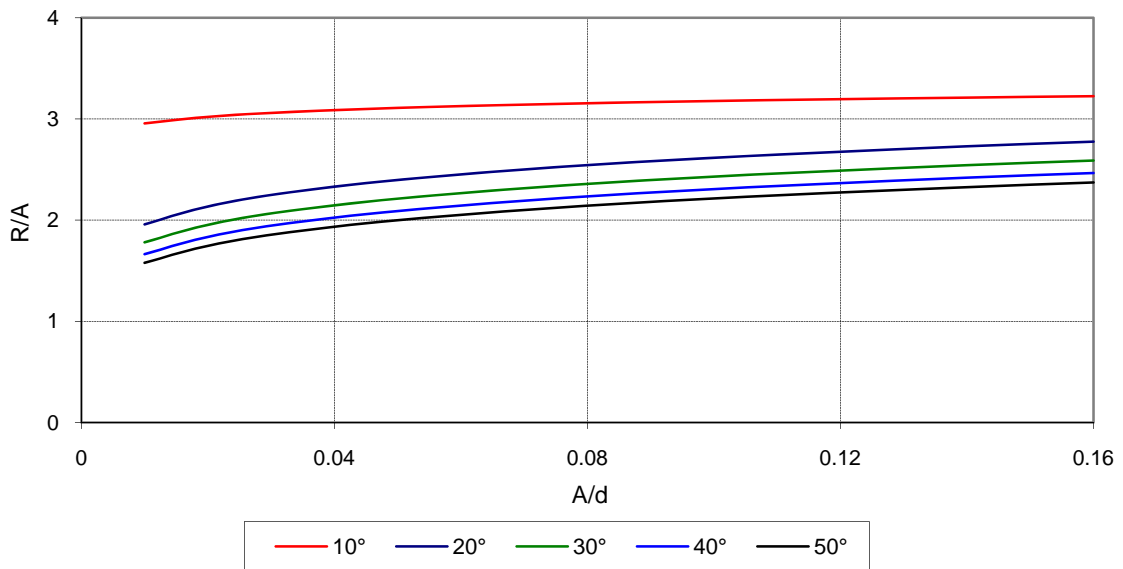


Figure II-11

On voit bien sur ce graphique que, pour une pente se rapprochant de la verticale, le rapport run-up/amplitude initiale tend vers 2 et que, pour une plage plus plate, le run-up augmente et tend vers 3 fois l'amplitude de l'onde incidente.

Synolakis [16] a également développé une formule d'estimation du run-up pour des vagues ne déferlant pas en arrivant sur la plage :  $\frac{R}{d} = 2,831 \cdot \sqrt{\cot g(s)} \left( \frac{H}{d} \right)^{5/4}$ .

### II.5.2 Run-up d'un ressaut mobile.

La surélévation produite par la réflexion d'un ressaut mobile a également été étudiée expérimentalement par Miller [11] dans les conditions suivantes :

- Le canal d'essai est terminé par une plage de pente variable (5°, 10° et 15°).
- Un moteur électrique à vitesse variable entraîne un piston qui impose une vitesse au fluide sur une distance égale à sa course.

On note  $Y_1$  la hauteur d'eau non perturbée,  $Y_2$  la hauteur du ressaut,  $m$  le rapport de  $Y_2$  sur  $Y_1$  et  $i$  la pente de la plage.

Les résultats expérimentaux indiquent que la surélévation relative  $R/Y_1$  est une fonction linéaire de  $m$ . Il y a deux zones linéaires séparées par une zone de transition (figure II-12). La première zone correspond à un ressaut mobile caractérisé par un puissant mouvement ondulatoire derrière la discontinuité de surface ( $1 < m < 1,3$ ).

La seconde zone ( $m > 1,7$ ) correspond à un ressaut caractérisé par une discontinuité de surface plus marquée que dans la première zone et par la disparition des ondulations.

Le run-up dépend également beaucoup de la plage et Miller a ajusté ces résultats expérimentaux sous la forme linéarisée suivante :

$$\frac{R}{Y_1} = F_1(i) + F_2(i) \frac{Y_2}{Y_1}$$

$$1 < \frac{Y_2}{Y_1} < 1,35 \quad F_1(i) = -3,15 - 15\sin(i) + 27f \quad \text{et} \quad F_2(i) = 3,03 + 14,15\sin(i) - 22f$$

$$1,7 < \frac{Y_2}{Y_1} < 4 \quad F_1(i) = -0,18 - 9,61\sin(i) + 11f \quad \text{et} \quad F_2(i) = 1,57 + 6,97\sin(i) - 9f$$

où  $f = \frac{8g}{C_z^2}$ .

Run-up d'un ressaut mobile.

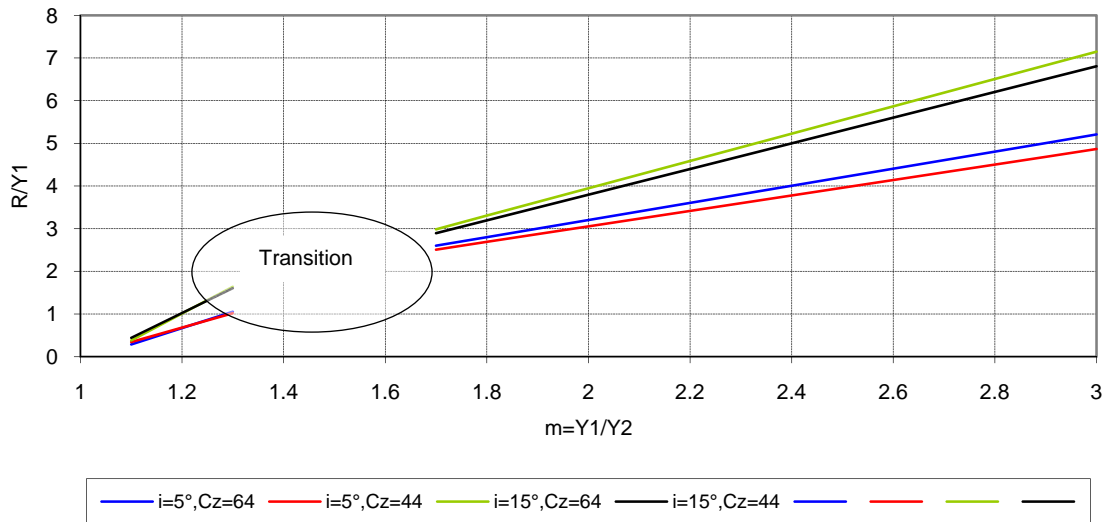


Figure II-12

On voit très bien que pour des valeurs du coefficient de Chézy qui diminuent ou pour des faibles pentes que le processus de dissipation est plus important. Dès lors, la valeur du run-up diminue lorsque le Chézy et la pente diminuent.

## II.6 Etudes en trois dimensions.

La plupart des recherches effectuées sont généralement orientées vers des canaux relativement longs par rapport à la largeur. De telles expérimentations ne permettent d'obtenir la valeur de la hauteur d'onde maximale que dans la direction de propagation principale, c'est-à-dire dans l'axe du canal. Or, dans la réalité, les retenues de barrages n'ont généralement pas la forme d'un canal mais plutôt la forme d'un bassin où la largeur et la longueur sont du même ordre de grandeur.

### II.6.1 Essais de Huber [1].

Huber s'est préoccupé du problème de transposer les résultats en canal vers des résultats valables en trois dimensions. Il a effectué environ 1000 essais en deux dimensions et il a ensuite fait 350 essais supplémentaires dans un bassin de 6 mètres sur 10. Les essais ont porté sur différents types de glissements et Huber a fait apparaître les paramètres importants qui interviennent dans la génération des ondes de submersion. Il a représenté ceux-ci dans un abaque logarithmique à trois dimensions (figure II-13).

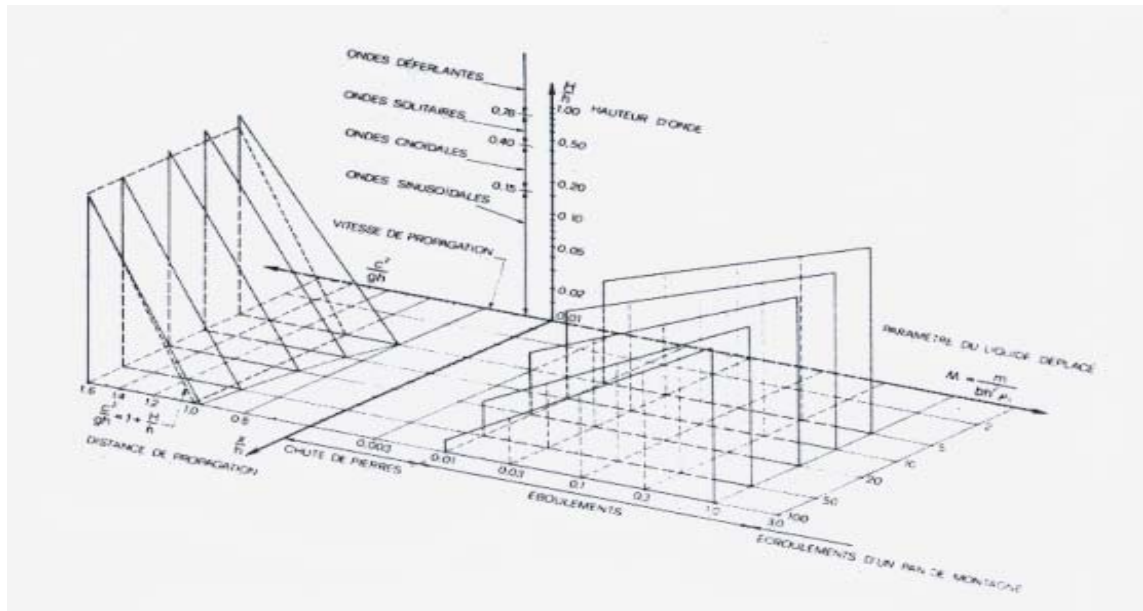


Figure II-13

En outre, Huber a dégagé de ses essais à deux dimensions une loi donnant la hauteur maximale de l'onde à toute distance du point d'impact du glissement :

$$\frac{H_i}{h} = aM^b$$

où :

a et b sont des coefficients dépendants de la pente du glissement disponible dans le tableau II-2,

M est le paramètre du liquide déplacé et vaut  $\frac{m}{bh^2\rho_s}$ ,

m est la masse du glissement,

b est la largeur du glissement

h est la profondeur d'eau,

$\rho_s$  est la densité du glissement,

H est la hauteur de la vague.

Tableau II-2 : Coefficients a et b.

$\alpha$	$x/h$	5	10	20	50	100
28°	a	0.324	0.243	0.188	0.144	0.125
	b	0.509	0.509	0.513	0.522	0.564
30°	a	0.365	0.335	0.242	0.197	0.174
	b	0.374	0.486	0.457	0.517	0.558
35°	a	0.433	0.363	0.311	0.262	0.23
	b	0.282	0.381	0.478	0.598	0.594
40°	a	0.562	0.466	0.395	0.326	0.29
	b	0.395	0.416	0.502	0.599	0.678
45°	a	0.57	0.464	0.387	0.318	0.29
	b	0.268	0.429	0.56	0.681	0.732
60°	a	0.676	0.575	0.482	0.394	0.347
	b	0.353	0.507	0.61	0.716	0.76

Il a également montré que la célérité des ondes était assez bien représentée par la formule de Boussinesq :  $\frac{c^2}{gh} = 1 + \frac{H}{h}$ .

Ensuite, Huber s'est attelé à définir le passage de deux dimensions vers trois dimensions. Les vagues induites par un même glissement dans un canal ou dans un bassin ne possèdent pas la même amplitude. En effet, lorsque la troisième dimension entre en jeu, la vague produite forme un arc de cercle et le front d'onde est bien plus grand que dans un canal. Il s'ensuit une dissipation plus importante et des vagues de plus faible amplitude. Il est évident que l'onde la plus importante se situe dans l'axe du glissement et que, plus on s'écarte de cet axe, plus la vague est atténuée. Pour la vague se situant dans l'axe du glissement, Huber a constaté que l'estimation de l'onde créée en deux dimensions peut être utilisée à condition de la multiplier par un facteur de réduction p (tableau II-3):  $\left(\frac{H}{h}\right)^{3D} = p \left(\frac{H}{h}\right)^{2D}$ .

Tableau II-3 : Facteur de réduction p.

$\alpha$	$F$	$x/h=5$	$x/h=10$	$x/h=20$
$30^\circ$	1.06	0.43	0.23	0.13
	1.51	0.4	0.27	0.18
	1.84	0.53	0.38	0.29
$45^\circ$	1.06	0.32	0.22	0.15
	1.51	0.67	0.48	0.32
	1.84	0.77	0.5	0.33
$60^\circ$	1.06	0.26	0.23	0.2
	1.51	0.5	0.34	0.24
	1.84	0.67	0.5	0.36

Les ondes ne se trouvant pas dans l'axe sont évidemment de moindre intérêt puisqu'elles sont d'amplitude plus faible que la vague se trouvant dans l'axe. Néanmoins, on peut trouver des graphiques donnant l'amplitude de celles-ci dans le travail de Huber (figure II-14).

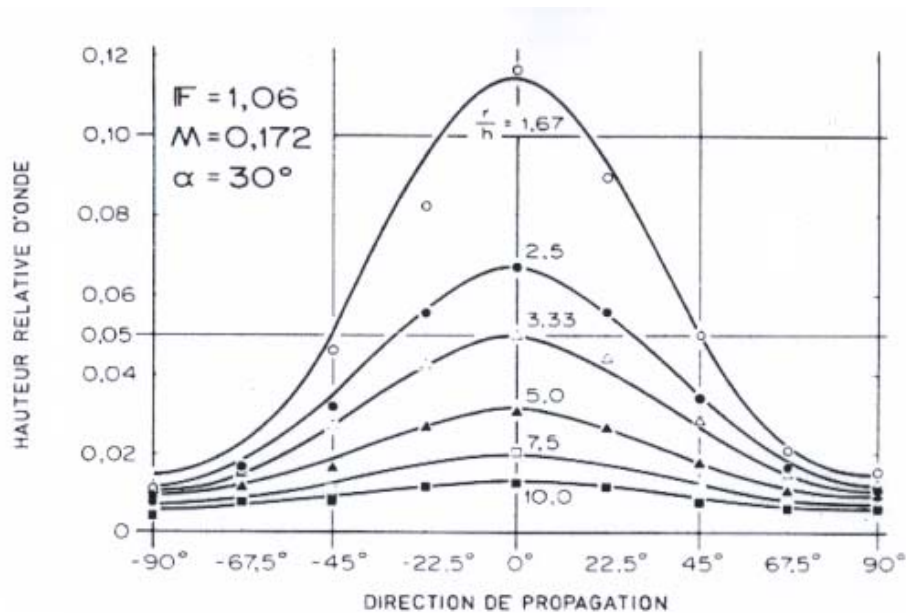


Figure II-14

Huber a également étudié le phénomène de run-up et a relié la hauteur de la vague et la profondeur d'eau initiale ( $H$  et  $h$ ) à l'onde, et la profondeur d'eau au niveau de la plage ( $H_v$  et  $h_{\text{red}}$ ). Pour des valeurs de  $H/h$  comprises entre 0,1 et 0,78 (0,78 est la valeur de

déferlement), la surhauteur est évaluable par  $\frac{H_v}{H} = \left( \frac{h}{h_{\text{red}}} \right)^{1/4}$ .



## III CHAPITRE 3 : MODÈLE EXPÉRIMENTAL.

---

### III.1 Introduction.

Au vu des nombreuses considérations théoriques précédentes, on peut se rendre compte que l'utilisation de formules empiriques ou théoriques devient vite fastidieuse. En outre, et ce qui est le plus important, les différentes équations conduisent à des résultats souvent fort différents et qui ne représentent pas la réalité.

Il arrive que les ondes réelles soient surestimées, auquel cas l'approche est sécuritaire mais peut entraîner des coûts de protection des ouvrages trop importants.

Il se peut également que les résultats obtenus ne soient pas une simple surestimation mais une totale aberration. Il faut en effet remarquer que l'on peut obtenir des valeurs dépassant les 100 mètres de hauteur d'eau. De tels résultats ne sont évidemment d'aucun intérêt pratique.

Il arrive également que l'on assiste à des sous-estimations des valeurs réelles. Dans ce cas, la situation est tout à fait insécuritaire et l'estimation du danger que constitue le glissement n'est pas réalisée.

Il convient donc de développer un outil correct et aisé d'utilisation pour l'estimation des vagues de surverse.

Le but essentiel de ce travail est d'obtenir un logiciel de calcul adapté à toutes les situations que l'on peut rencontrer dans la nature. Le programme en question est développé depuis de

nombreuses années au sein du service d'Hydraulique Appliquée de l'Université de Liège. Le code de calcul, nommé Wolf par ses concepteurs est un programme qui utilise les équations de l'hydraulique de surface intégrées sur la hauteur et qui résout celles-ci par une méthode de volumes finis. Le logiciel représente correctement la plupart des phénomènes hydrodynamiques qui existent à savoir les ressauts, le run-up, toutes les formes d'ondes, la réflexion, la réfraction... Mais le programme est limité lorsque des phénomènes faisant intervenir des vitesses verticales importantes entrent en jeu.

Ainsi, le déferlement d'une onde ne peut être représenté puisque les équations intégrées sur la hauteur ne tiendront pas compte des vitesses verticales importantes qui se développent au cours de ce phénomène. Les équations utilisées ne tiennent pas compte non plus des effets de viscosité et de turbulence. Bien que les relations additionnelles relatives à ces phénomènes soient assez lourdes à résoudre d'un point de vue numérique, cette évolution de Wolf est aussi en cours de développement.

Dès lors, les résultats qui seront obtenus des simulations devront être interprétés en n'omettant pas les paramètres qui ne sont pas pris en compte par le logiciel mais qui existent dans la réalité.

### **III.2 Description du modèle utilisé.**

Afin de faciliter les simulations numériques, le modèle réduit a été choisi pour représenter un volume simple de parallélépipède rectangle. Ce choix ne constitue en aucun cas une restriction sur la qualité des résultats et sur la qualité des modifications qui seront apportées au logiciel. Il est certain que lorsque quelques simulations seront capables de reproduire correctement les phénomènes mesurés sur le modèle de forme simple, d'autres simulations pourront être entreprises sur des modèles de formes plus complexes avec autant de succès.

Il y aura néanmoins intérêt à porter attention aux phénomènes qui ne peuvent être représentés par Wolf. Ainsi, lors de l'étude d'un glissement de terrain dans une retenue possédant une topographie avec des plages faiblement inclinées, il faudra tenter d'estimer l'erreur commise puisque le déferlement n'est pas représenté. Cette méprise peut évidemment causer une sous-estimation ou une surestimation des ondes engendrées. En raisonnant rapidement, on sait que le déferlement cause une grande dépense d'énergie et de ce fait réduit l'amplitude des vagues.

Par contre, lorsque le logiciel modélise le phénomène, il ne tient pas compte de ce déferlement et il conserve alors une quantité d'énergie supérieure à celle disponible en réalité. Les vagues générées seront alors de plus grande amplitude que dans la réalité et l'étude faite serait alors du côté de la sécurité.

De plus, dans le cas du modèle étudié, la présence de murs verticaux entraîne uniquement une réflexion des ondes. La réflexion d'une vague ne faisant pas intervenir de grandes vitesses verticales par rapport aux vitesses horizontales, le logiciel sera tout à fait à même de représenter correctement les ondes produites aux bords.

### III.2.1 Description de la cuve.

Le modèle est constitué d'un bac de 2 mètres sur 3 mètres en plan et de 1,6 mètre de haut en blocs de béton. Il possède en outre une ouverture se situant à 80 centimètres de hauteur sur un des petits côtés. Cette brèche représente un déversoir, possède une largeur réglable de 60 centimètres à 30 centimètres et une hauteur réglable de 80 centimètres à 1 mètre grâce à des tôles (jaunes) fixées sur le mur du modèle. L'étanchéité du bac est réalisée à l'aide d'un roofing classique qui est collé sur les murs. Le modèle sera rempli jusqu'à un niveau du déversoir (figure III-1).

Afin de modéliser correctement le glissement d'un prisme de terrain dans le bac, un plan incliné à 45 degrés a été construit au milieu d'un des grands côtés. L'intersection du plan incliné avec le mur se trouve à une hauteur de 1 mètre. Cette rampe se prolonge hors du modèle sur une distance d'environ 1,5 mètre pour permettre une mise en vitesse des blocs lors du glissement et mesure 40 centimètres de large. Elle se prolonge jusqu'au fond du modèle pour permettre au bloc d'être guidé jusqu'au fond du bac.



Figure III-15 : Cuve, déversoir, plan incliné et blocs de béton en haut de celui-ci.

### III.2.2 Description des blocs.

Des blocs en béton de dimensions 40 par 40 centimètres en plan et de 10 centimètres d'épaisseur vont être utilisés. Ceux-ci sont empilables par un système de trous et de tiges filetées et glissent le long d'un rail fixé sur le plan incliné (figure III-2).



Figure III-16 : Blocs de béton assemblés et rail de guidage.

Le découpage en plusieurs morceaux de la masse qui va glisser dans le bac a été requis pour deux raisons :

La première est que pour des causes de manipulation de ces blocs, il y avait lieu d'obtenir des masses assez aisément utilisables. Un bloc constitué comme ci-dessus approche les 40 kilos ce qui reste suffisamment faible pour être manœuvré facilement.

La seconde raison résulte d'impératifs de modélisation. Puisque la marge de manœuvre est limitée au niveau de l'inclinaison du plan incliné (pente fixée) et du niveau d'eau, il faut pouvoir agir au moins sur un autre paramètre afin d'obtenir un panel de résultats. C'est pourquoi le découpage en plusieurs blocs a été choisi de façon à permettre des essais avec des masses différentes mais aussi des surfaces de contact bloc-eau de tailles différentes.

En outre, il convient de posséder un système permettant la remontée des blocs hors de l'eau. Au vu des masses en présence (jusqu'à 120 kilos), retirer le bloc en tirant sur une corde ou un câble n'est pas dans les capacités humaines. C'est pourquoi, après de nombreuses réflexions quant au système à utiliser, nous nous sommes orientés vers un système de traction composé d'un treuil et d'un câble et d'une poulie (figure III-3). Le tout est fixé au sommet de la colonne supportant le plan incliné et permet de retirer les blocs assez aisément.



Figure III-17

### III.2.3 Systèmes de mesures.

Les mesures de hauteurs d'ondes se font à l'aide de jauges résistives constituées de deux fils parallèles en inox et d'un support profilé afin de perturber le moins possible l'écoulement (figure III-4 et figure III-5). Suivant qu'il y a de l'eau entre les deux fils ou non, la jauge détecte une variation de potentiel et permet, lorsqu'elle a été calibrée, de donner la hauteur d'eau instantanément.



Figure 18 : Jauge de mesure fixée au mur.



Figure 19 : Jauge de mesure.

Ces jauges sont au nombre de quatre. Dans un premier temps, trois d'entre elles mesurent 44 centimètres et une autre mesure 1 mètre. Les trois petites jauges sont placées au milieu du mur en face du déversoir, au milieu du mur du côté du déversoir et sur le déversoir. La quatrième jauge prend place en face du plan incliné. Comme nous le montrerons dans la partie consacrée aux résultats d'essais, l'amplitude des ondes sur le mur en face du plan

incliné ne nécessite pas l'utilisation d'une sonde de 1 mètre. Dès lors, ce seront 4 sondes de 44 centimètres qui seront employées.

Les différentes valeurs de résistances correspondant aux hauteurs d'eau sont analysées par un boîtier électronique à câbles coaxiaux (figure III-6) et sont transformées en valeurs numériques par ce dernier. Après avoir fait un calibrage des jauges, consistant à faire correspondre les valeurs numériques fournies par le boîtier à des hauteurs d'eau bien définies, il est possible de connaître l'évolution temporelle des ondes vues par les jauges. L'acquisition de données est réalisée à raison de 257,5 valeurs par seconde durant 9,7 secondes soit 2500 données au total par essai.



Figure III-20

Il est aussi nécessaire de mesurer la vitesse de chute du bloc le long du plan incliné. Pour cela, un dispositif muni d'un fil en nylon enroulé sur un tambour est utilisé. La corde est reliée au bloc de béton et se déroule lors de la chute du bloc. Le déroulement du fil entraîne la rotation de l'axe du tambour. La vitesse de rotation est mesurée grâce à un capteur serti sur l'axe (figure III-7). Le système est monté sur des paliers assurant une certaine résistance à la rotation. Ce fait peut être considéré à priori comme perturbant le mouvement mais il est en fait nécessaire. En effet, lorsque le bloc pénètre dans l'eau, il subit une forte décélération. A ce moment, le tambour ne peut pas continuer de tourner librement car cela entraînerait un relâchement de la tension dans la corde et inévitablement des erreurs sur les mesures. Le frottement assuré par les paliers garanti dès lors le maintien d'une tension suffisante.



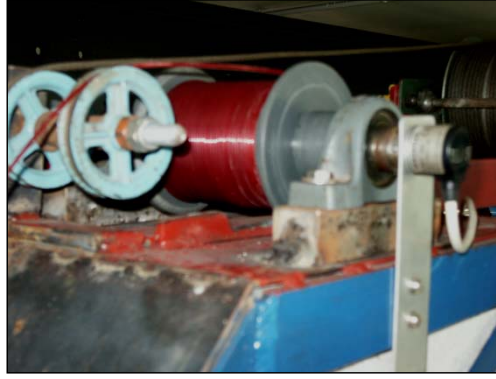


Figure III-21

### III.3 Similitude [13].

Dans le cas de glissements de terrains dans une retenue, les effets les plus importants sont les phénomènes de surface et d'ondes gravifiques. De plus, la rencontre du terrain avec la surface de l'eau est un phénomène où les forces développées sont surtout des forces de rencontre et des forces d'inertie. Le transfert d'énergie du glissement vers le liquide s'effectue également par friction et viscosité le long de l'interface entre les deux éléments. Mais étant donné les vitesses avec lesquelles les prismes de terrain entrent en contact avec la retenue, les forces de viscosité restent faibles devant les forces d'impact du moins en ce qui concerne le modèle réduit ci-dessus.

Dans le cas d'un phénomène réel, en considérant un glissement de terrain peu épais mais constitué de gros gravier, les forces de frottement peuvent devenir prédominantes par rapport aux forces de rencontre. Dans ce cas, la situation est un peu plus ambiguë puisqu'on confronte des ondes de nature gravifique qui sont créées par des forces de frottement. Néanmoins, c'est une similitude de Froude qui est employée.

Cette similitude requiert la conservation du nombre de Froude entre le modèle réduit et la réalité (prototype). Ce nombre s'écrit :  $Fr = \frac{v}{\sqrt{gh}}$ .

L'échelle des longueurs étant choisie, toutes les relations d'échelle pour les autres unités découlent de l'échelle des longueurs. On peut ainsi développer la théorie pour l'échelle du

temps :  $\frac{v_p}{\sqrt{gh_p}} = \frac{v_m}{\sqrt{gh_m}}$ , la gravité ne subit pas d'effet d'échelle et si on passe aux unités

fondamentales, on obtient :  $\frac{L_p}{\sqrt{L_p t_p}} = \frac{L_m}{\sqrt{L_m t_m}} \Leftrightarrow \frac{t_m}{t_p} = \sqrt{\frac{L_m}{L_p}}$ .

L'échelle de temps est donc la racine carrée de l'échelle des longueurs. On peut retrouver les différentes échelles et un exemple dans le tableau III-1.

Tableau III-4

Unités	Rapport	Exemple
Echelle des longueurs	$L$	$1/100$
Echelle des aires	$L^2$	$1/10^4$
Echelle des volumes	$L^3$	$1/10^6$
Echelle de temps	$L^{1/2}$	$1/10$
Echelle des vitesses	$L^{1/2}$	$1/10$
Echelle des forces	$L^3$	$1/10^6$
Echelle de quantité de mouvement	$L^{7/2}$	$1/10^7$
Echelle des débits	$L^{5/2}$	$1/10^5$

### III.4 Exploitation du modèle réduit.

Avant de commencer les essais à proprement parlé, nous devons nous assurer que le système de mesure constitué des sondes est placé aux endroits voulus. L'emplacement en plan des sondes a déjà été précisé (figure III-8). Il nous reste à situer ces sondes à la bonne hauteur, ce que nous ferons au point 4.2 de ce chapitre.

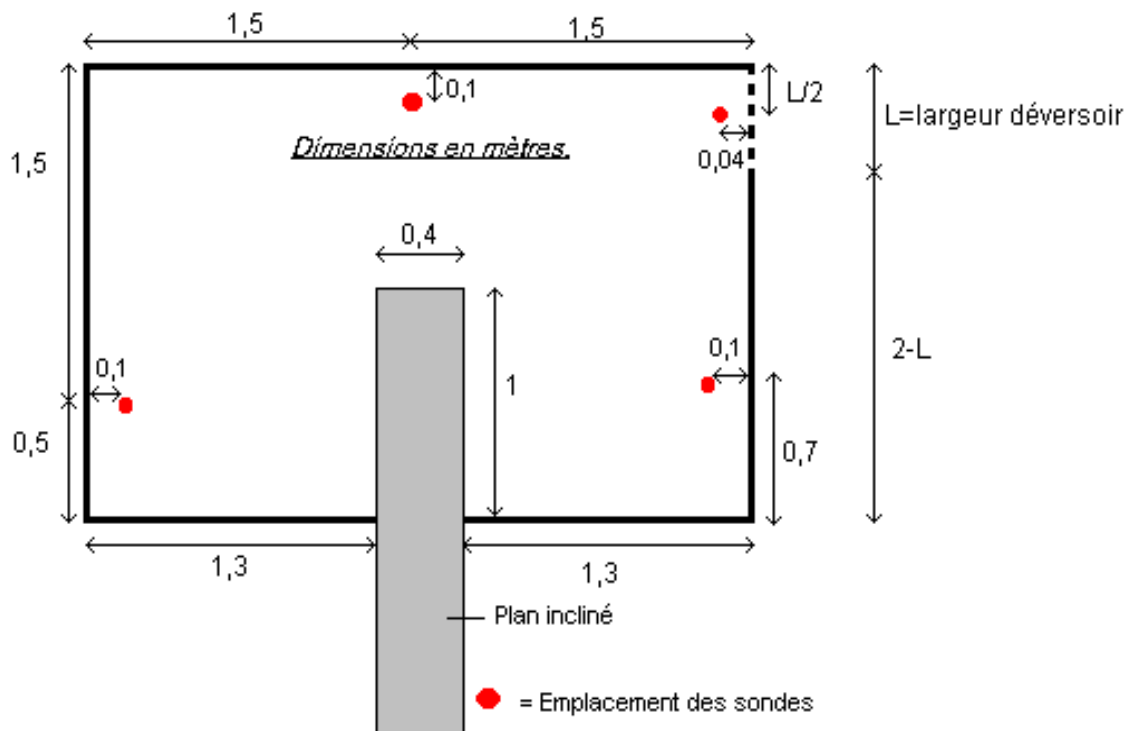


Figure III-22



#### III.4.1 Tarage des sondes.

La conception du système de mesure fait que la valeur de la résistance électrique envoyée par la sonde est transformée par un boîtier en une valeur numérique variant de 127 lorsque la sonde n'est pas sous eau jusqu'à 236 lorsque celle-ci est complètement sous eau. Pour toutes les valeurs intermédiaires de hauteur d'eau, la valeur numérique qui sera fournie se trouvera entre les deux valeurs extrêmes 127 et 236. Malheureusement, le phénomène est loin d'être linéaire ce qui ne permet pas d'interpoler par une droite entre ces deux bornes. Nous sommes donc obligés de construire une courbe de tarage.

Pour cela, la sonde est graduée tous les 5 centimètres dans la zone de mesure la plus précise et tous les 2,5 centimètres dans la zone moins précise. Ensuite, cette même sonde est plongée au niveau de chaque graduation dans un fût rempli d'eau, le programme d'acquisition de données est lancé et la valeur numérique correspondante est lue. Finalement, nous obtenons une série discrète de points correspondants aux différentes hauteurs d'eau. Ces points sont ensuite reliés entre eux par des droites pour finalement construire la courbe de tarage.

Au cours de cette phase de calibrage, nous avons remarqué que toutes les sondes ne donnaient pas la même valeur de résistance pour une même hauteur d'eau. Ceci est tout à fait normal puisque selon l'espacement des fils d'inox, leur longueur ou encore leur diamètre des différences de résistance peuvent apparaître.

Nous avons également remarqué que le boîtier de transformation qui possède quatre entrées pour les quatre sondes montrait des différences de valeurs pour une même sonde placée sur des canaux différents.

En conséquence, nous avons fait le choix de numéroté chaque canal d'entrée du boîtier en donnant le numéro 1 au canal de gauche jusqu'au numéro 4 au canal de droite. Les sondes ont également été numérotées de 1 à 4 pour correspondre à un canal bien défini. Les courbes de tarage ont été calculées en mettant en correspondance la sonde numérotée et son canal. De cette façon, aucune erreur ne peut être commise en intervertissant le matériel de mesure.

Quatre courbes ont dès lors été tracées. Celles-ci sont loin d'être linéaires et montrent que la plage d'utilisation de la sonde au dessus de 25 centimètres est à éviter de par le peu de précision que l'on peut attendre d'une mesure à cet endroit. En effet, les valeurs numériques fournies par le boîtier dans la zone allant de 25 à 44 centimètres sont des valeurs entières variant entre 220 et 236. La précision ne peut dès lors être supérieure au centimètre dans le meilleur des cas. Or, comme nous le verrons plus loin, les hauteurs d'ondes engendrées

excèdent rarement 10 à 15 centimètres. Dans la mesure du possible, nous tenterons donc d'utiliser la plage de mesure s'étendant de 0 à 25 centimètres pour obtenir nos résultats.

Nous avons ensuite réalisé un petit programme servant à transformer la valeur des impulsions en hauteurs d'eau afin de pouvoir représenter les résultats en graphiques (figure III-9).

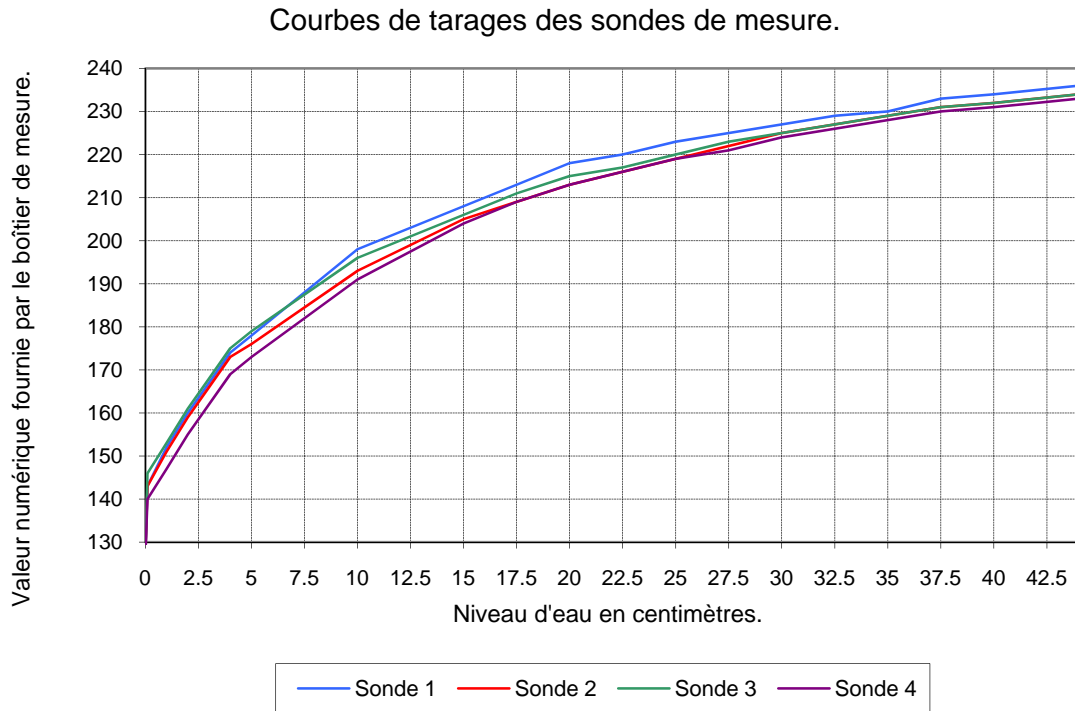


Figure III-23

#### III.4.2 Procédure d'essais.

Dans une première série d'essais, nous avons observé que le bloc s'arrêtait en bas du plan incliné et n'atteignait pas la partie horizontale. La cause était que le plancher de protection du fond du bac créait une marche qui ne permettait pas au bloc d'avancer plus loin. Dans un premier temps, nous étudierons le phénomène tel qu'il se présente dans les essais et si le temps le permet nous étudierons également la phase de glissement horizontal.

Le niveau d'eau dans le bac a été fixé à 1 mètre. Le remplissage s'effectue à l'aide d'un tuyau relié à la conduite d'alimentation et a lieu jusqu'au moment où le niveau d'eau atteint le sommet du déversoir. Celui-ci est représenté par une plaque d'acier de 2 millimètres d'épaisseur afin que l'écoulement soit en régime critique (régime qui minimise l'énergie de l'écoulement) quand il passe sur ce dernier. Il faut noter que le niveau d'eau réel se fixe à la valeur 1,02 mètre.

Une fois que la surface d'eau dans le bac s'est stabilisée, le câble du treuil est déroulé de façon à n'opposer aucune restriction à la chute du bloc. Durant cette phase où le câble ne retient plus le bloc, le maintien de ce dernier est assuré par une goupille qui traverse le plan incliné pour venir se placer devant la masse. Ensuite, le programme d'acquisition de données est préparé de façon à ce que nous n'ayons plus qu'à enfoncer la touche "enter" pour commencer les mesures. Le goupille est enlevée et le programme est lancé au moment où la face avant du bloc pénètre dans l'eau. De cette façon, nous fixons le zéro temporel de façon univoque. Une fois les données acquises, le bloc est remonté, un apport d'eau vient compléter le volume d'eau évacué durant l'essai et le prochain essai commence dès que la surface libre du bac est stabilisée.

### III.5 Résultats d'essais.

Dans un premier temps, une série d'essais a été menée avec le plus gros des blocs en notre possession. Le but de cette campagne n'était pas d'obtenir des résultats précis mais bien d'obtenir un intervalle de variation maximum dans l'amplitude des ondes. La raison de cette façon de procéder était de déterminer à quelle hauteur les sondes devaient être fixées. Les amplitudes maximales étaient de l'ordre de 12 centimètres tant en dessous qu'au dessus du niveau d'eau au repos. Dès lors que nous savions que les jauges ne possédaient une zone utile que sur 25 centimètres, ces dernières ont été fixées de façon à être immergées de 15 centimètres lorsque le niveau d'eau se trouve à 1 mètre.

Ensuite, les essais ont pu véritablement commencer. Pour chaque masse envisageable soit un bloc de 10 centimètres d'épaisseur, 2 blocs ou 3 blocs superposés, deux essais ont été réalisés de façon à pouvoir comparer les résultats. Le niveau d'eau est pour l'instant fixé à 1,02 mètre et le déversoir a une largeur de 60 centimètres.

Puisque nous mesurons une hauteur critique au passage de la crête du déversoir, il est également possible de calculer le débit. En effet, grâce à la plaque mince disposée à cet endroit nous débitons en régime critique pour un nombre de Froude voisin de 1. Ainsi,

$$\text{puisque } Froude = 1 = \frac{Q^2 L}{g \cdot \Omega^3}.$$

Où :

Q est le débit en m<sup>3</sup>/s.

L est la largeur du déversoir.

g est la constante gravitationnelle.

$\Omega$  est la section de passage et vaut  $h_{cr} \times L$ .

Nous pouvons en déduire le débit :  $Q = \sqrt{g \cdot h_{cr}^3 \cdot L^2}$ .

Ici, la mesure de hauteur critique se fait au centre du déversoir et donne une valeur moyenne de l'onde déversée. Il faut remarquer que l'expression ci-dessus n'est pas linéaire en  $h$  et donc l'utilisation de la hauteur moyenne n'est pas rigoureusement correcte. Cependant, l'hypothèse est faite que l'erreur commise reste faible étant donné que les ondes mesurées sont de faible hauteur.

Dans la suite, nous allons présenter sur bases des résultats obtenus plusieurs comparaisons:

- Aux différents points de mesure entre 2 essais réalisés avec le même bloc.
- Entre les ondes générées en différents endroits du bac afin de tirer des informations sur le déphasage.
- Entre les mesures acquises pour des blocs de tailles différentes afin d'obtenir des informations sur les hauteurs relatives et sur le déphasage éventuel des ondes.
- Entre les résultats obtenus pour un déversoir de 60 et un autre de 40 centimètres de large.
- Entre les débits calculés au déversoir.

#### III.5.1 Comparaison entre deux essais semblables.

Nous allons présenter ici quelques graphiques parmi le grand nombre qui est disponible. Les plus intéressants sont certainement, d'une part, celui relatif à la vague la plus importante (en face du plan incliné, figure III-10) et, d'autre part, celui relatif à l'évolution des hauteurs au déversoir (figure III-11). Les autres graphiques sont disponibles en annexe 1.

Nous constatons que la reproductibilité entre les deux essais est relativement bonne. L'adéquation au niveau temporel est bien respectée une fois que ce zéro entre deux essais a été ajusté correctement. En effet, le démarrage du programme d'acquisition se faisant manuellement, il est parfois nécessaire de décaler l'ensemble d'un essai de 1 à 2 dixièmes de seconde pour le comparer au premier. Au niveau des amplitudes d'ondes, les deux essais fournissent également des valeurs relativement semblables comme on peut le voir sur la figure III-10.

Hauteur d'onde en face du plan (bloc de 30 cm d'épaisseur,  $L_{dév} = 60$  cm).

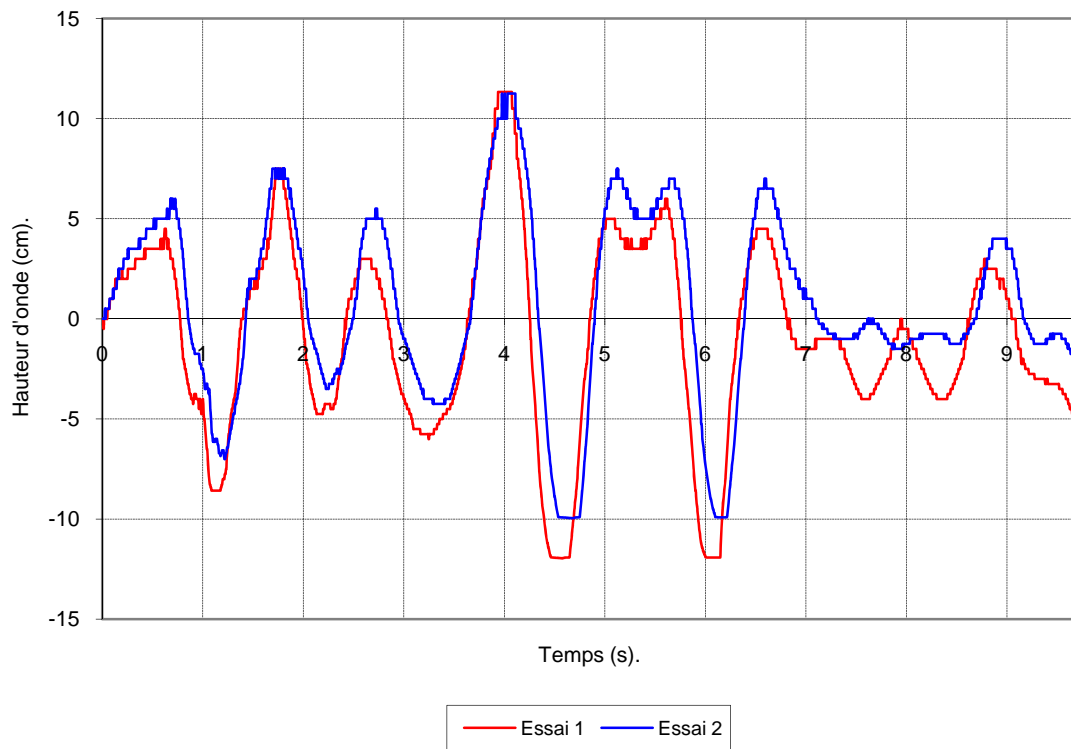


Figure III-24

Hauteur d'onde au déversoir (bloc de 30 cm d'épaisseur,  $L_{dév} = 60$  cm).

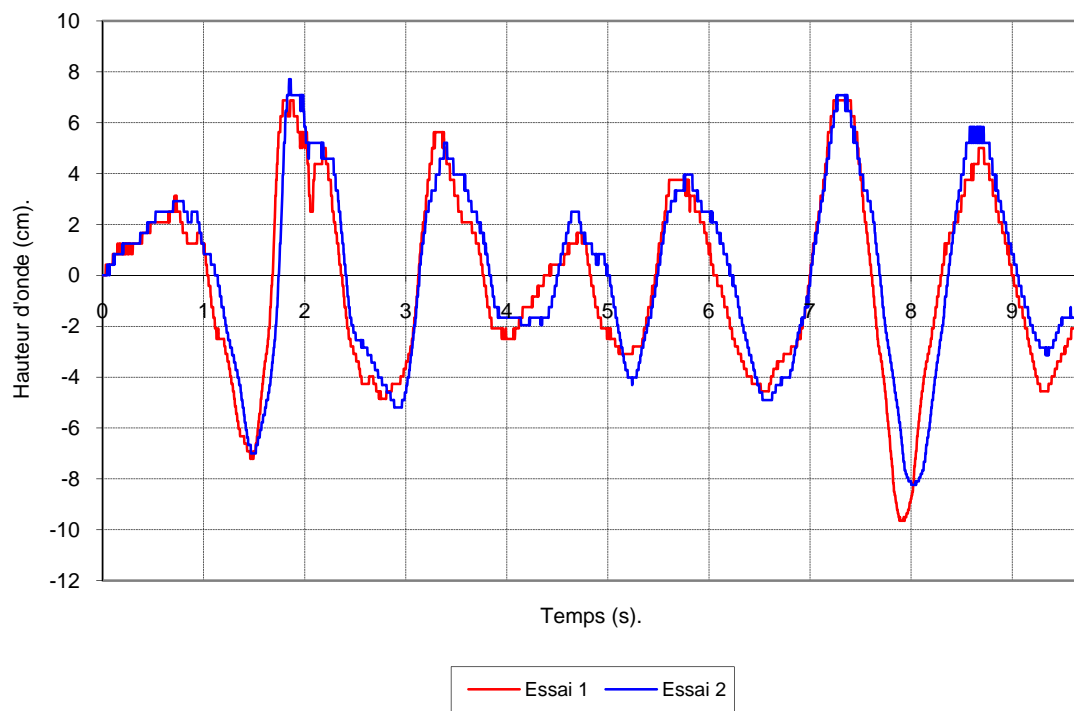


Figure III-25

Les débits existants au déversoir sont à peu de choses près le diagramme d'évolution des hauteurs au même endroit mais avec une échelle différente (figure III-12).

Comme il était impossible de récolter l'eau excédentaire lors d'un essai et que la prise de mesures se fait sur une durée limitée à 10 secondes, il est impossible de connaître avec exactitude la quantité totale d'eau évacuée. Néanmoins, suivant les observations faites durant le temps s'écoulant après les 10 secondes d'essais, nous pouvons affirmer que peu d'eau s'évacue durant cette période. Dès lors, l'intégration de la courbe de débit sur les 10 premières secondes de l'essai fournit une valeur significative de la quantité d'eau déversée.

Pour les 2 essais en présence à la figure III-12, les valeurs calculées sont de 47 et 54 litres d'eau évacuée. En estimant que environ 10 à 15 % de volume ne sont pas pris en compte, nous atteignons une valeur de 60 à 65 litres. Ces valeurs sont tout à fait en accord avec l'abaissement du niveau du plan d'eau qui est de l'ordre de 1 centimètre sur une surface de 6 mètres carrés soit 60 litres.

Il faut remarquer que la mesure de l'abaissement de la surface libre est également approximatif. Le bac étant sujet à plusieurs fuites, le temps d'attente pour obtenir une surface libre à nouveau calme étant relativement long, font qu'un volume non négligeable et non mesurable s'est échappé. Nous ne pouvons dès lors que fournir une valeur approximative du niveau d'eau qui corrobore néanmoins les mesures faites.

Débit au déversoir (bloc de 30 cm d'épaisseur,  $L_{dév} = 60\text{cm}$ ).

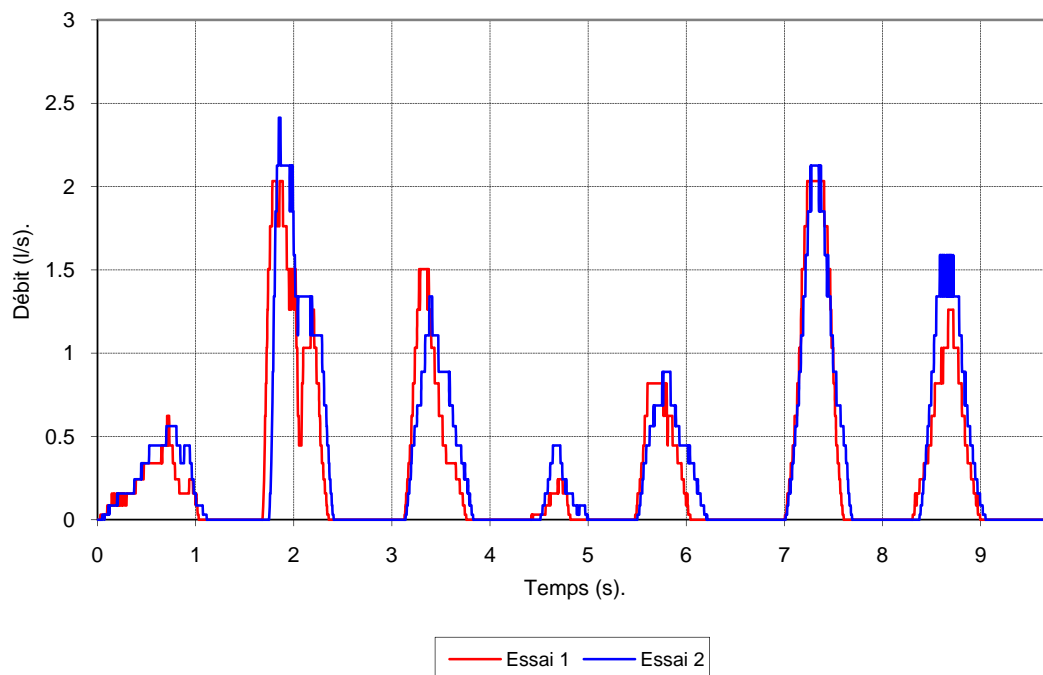


Figure III-26

### III.5.2 Déphasages au cours d'un même essai.

Durant la première partie de l'essai, au moment où les interférences entre les ondes réfléchies ne se sont pas encore produites, on constate que la courbe rouge et la courbe bleue ne présentent pas de déphasage. Ceci est normal puisque ces 2 sondes se trouvent à la même distance du point de génération de l'onde incidente.

Aux environs de 1,5 seconde, nous apercevons clairement le décalage avec la courbe verte (sonde située à 2 mètre du point d'impact) et la courbe jaune (sonde située à 2,5 mètre du point d'impact). En regardant la différence de temps entre les maxima des courbes et la différence de parcours, nous pouvons affirmer que la célérité des ondes est proche de 3 m/s. Cette valeur est légèrement inférieure à la célérité théorique en deux dimensions qui est donnée par  $c = \sqrt{g \cdot (d+h)} \approx 3,3$  m/s suivant la hauteur de l'onde considérée (h) et la profondeur initiale (d). Il faut préciser que la comparaison se fait ici en supposant qu'il n'y a pas de vitesse dans le fluide. Sinon la vitesse de propagation est  $u+c$  si le champ de vitesse (u) et la propagation de l'onde se font dans la même direction,  $u-c$  dans le cas contraire.

Le graphique présenté en figure III-13 est relatif à un bloc d'une épaisseur de 30 centimètres mais l'analyse des essais des autres blocs conduit à la même conclusion que la vitesse de propagation des ondes est proche des 3 m/s (comparaison disponible en annexe).

En outre, puisque la vitesse du bloc à son entrée dans l'eau est d'environ 4 à 5 m/s (supérieure à la célérité des ondes), nous pouvons conclure que toute l'eau se trouvant devant ce dernier ne pourra être poussée devant lui et qu'une certaine quantité ne s'étant pas déplacée va se retrouver au dessus du bloc. Ce dernier point sera développé ultérieurement pour cibler la stratégie de simulation numérique.

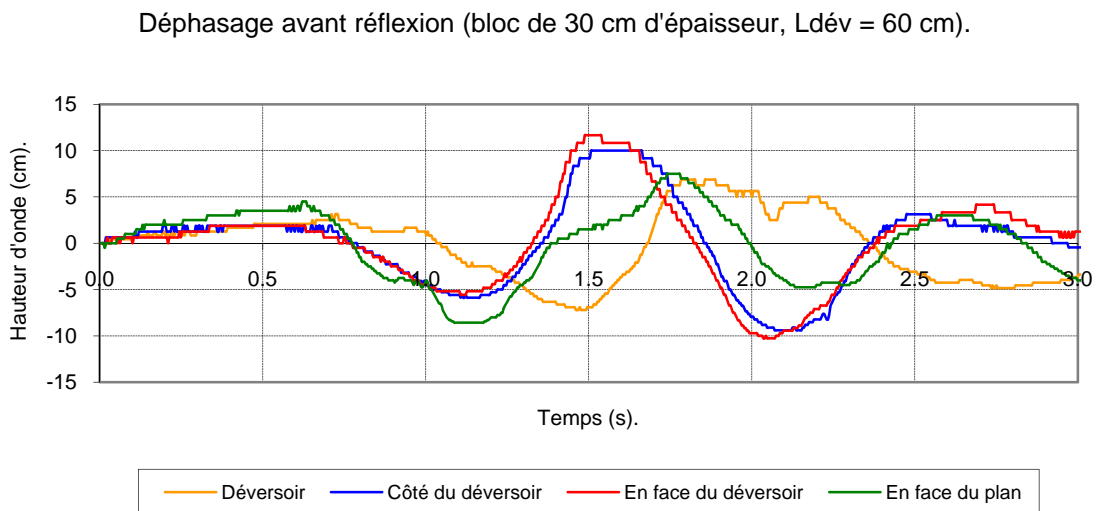


Figure III-27

Entre les deux sondes situées symétriquement par rapport au plan incliné, nous constatons qu'il n'y a aucun déphasage ou du moins très faible (figure III-14). Une petite différence peut survenir à cause de la présence du déversoir qui provoque une moins bonne réflexion des ondes et qui perturbe un peu la symétrie. Il en est évidemment de même pour les blocs d'autres dimensions.

Ondes en phase (exemple pour le bloc de 30 cm d'épaisseur,  $L_{\text{dév}} = 60$  cm).

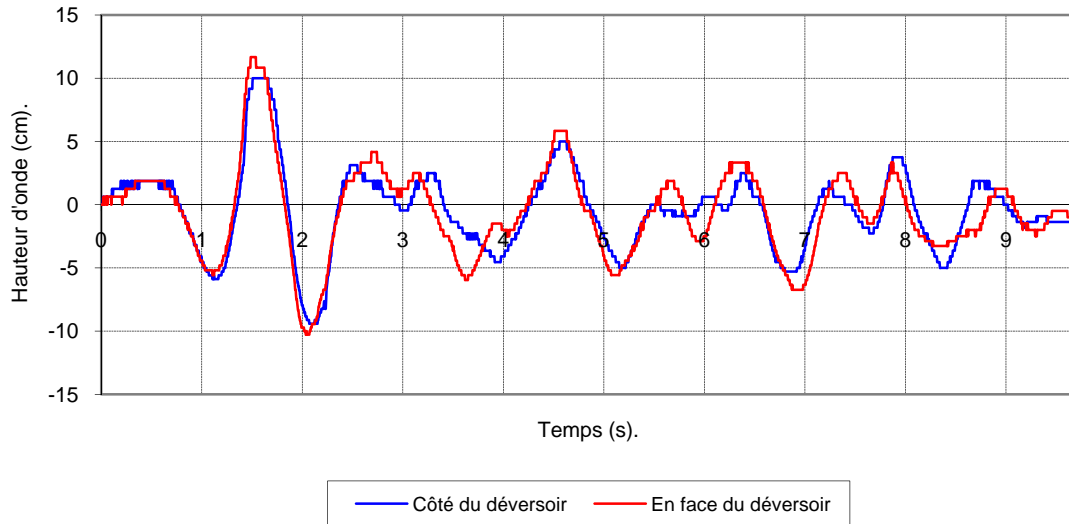


Figure III-28

Au vu du grand nombre d'interférences qui se produisent, il est très difficile de tirer des conclusions quant au déphasage des autres sondes (figure III-15). On peut tout de même apercevoir une opposition de phase, suivie d'une zone en phase et ensuite une opposition de phase sur le graphique suivant.



Déphasage entre 2 sondes dans des coins opposés (bloc de 30 cm d'épaisseur,  $L_{dev} = 60$  cm).

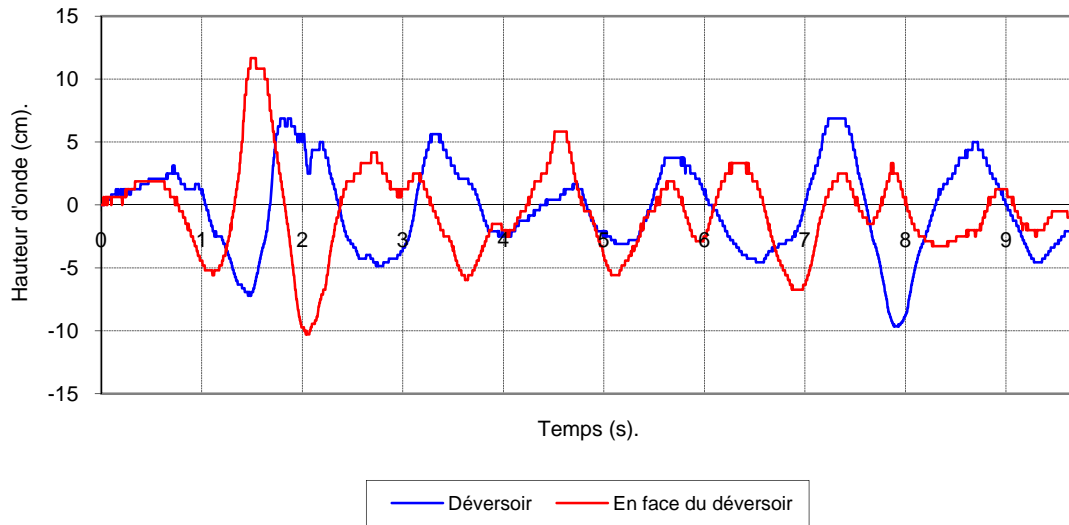


Figure III-29

### III.5.3 Blocs de tailles différentes.

Nous pouvons constater sur la figure III-16 que, mis à part l'amplitude des ondes, les résultats sont tout à fait similaires. Nous ne constatons pas de déphasage ou très peu puisque dans les trois cas la célérité des ondes est presque identique (la différence de d'amplitude d'onde et donc de hauteur d'eau totale est faible). Nous constatons également que les vagues créées par les deux plus gros blocs sont largement supérieures à celles créées par le plus petit de ceux-ci. Par contre, la différence est moins sensible entre les deux grosses masses et tend à corroborer l'hypothèse de certains auteurs [2] selon laquelle une quantité de mouvement tout le temps plus importante ne crée pas nécessairement des ondes d'amplitude plus grande.

Amplitudes des ondes des trois blocs ( $L_{\text{dév}} = 60$  cm).

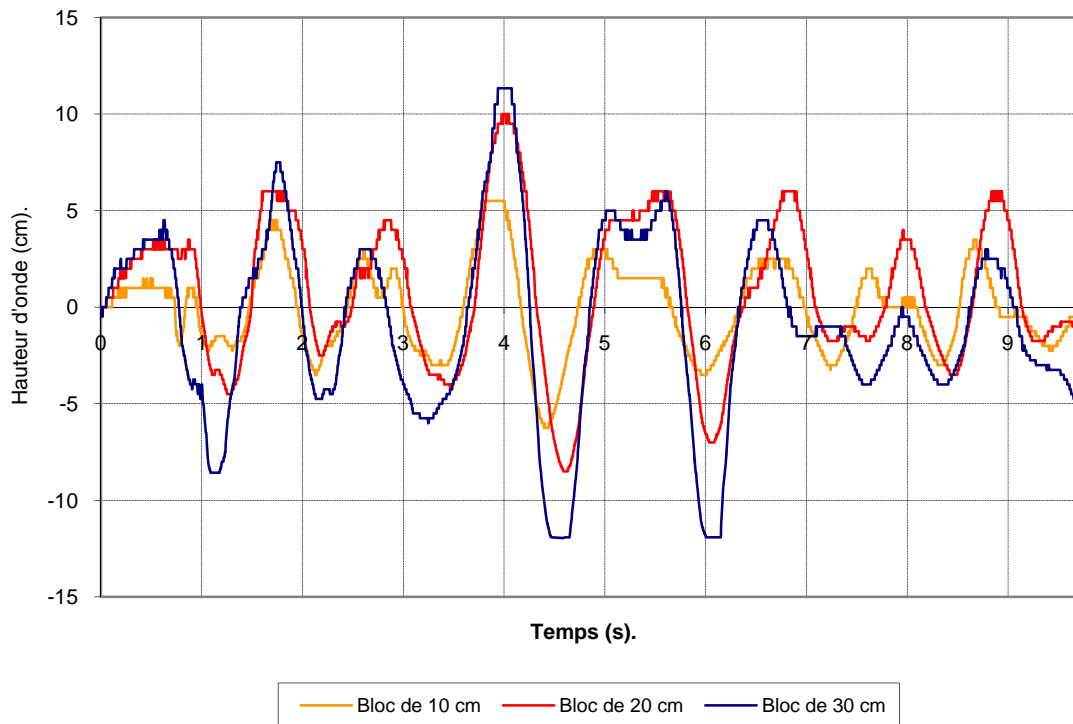


Figure III-30

#### III.5.4 Déversoirs de largeurs différentes.

Nous constatons que la largeur du déversoir a surtout une influence sur la quantité d'eau évacuée. Nous avons calculé le débit évacué durant les 10 premières secondes du phénomène (plage de mesure) pour les différents essais. Les résultats sont consignés dans le tableau III-2.

Tableau III-5

			Essai 1 (litres)	Essai 2 (litres)	Volume bloc (litres)
Largeur déversoir	40 cm	Bloc de 10 cm	12.46	14.26	15.6
		Bloc de 20 cm	29.1	25.4	31.2
		Bloc de 30 cm	46.32	39.59	46.8
	60 cm	Bloc de 10 cm	19.7	15.49	15.6
		Bloc de 20 cm	40.73	42.68	31.2
		Bloc de 30 cm	47.57	54.78	46.8

Débit au déversoir (bloc de 30 cm d'épaisseur).

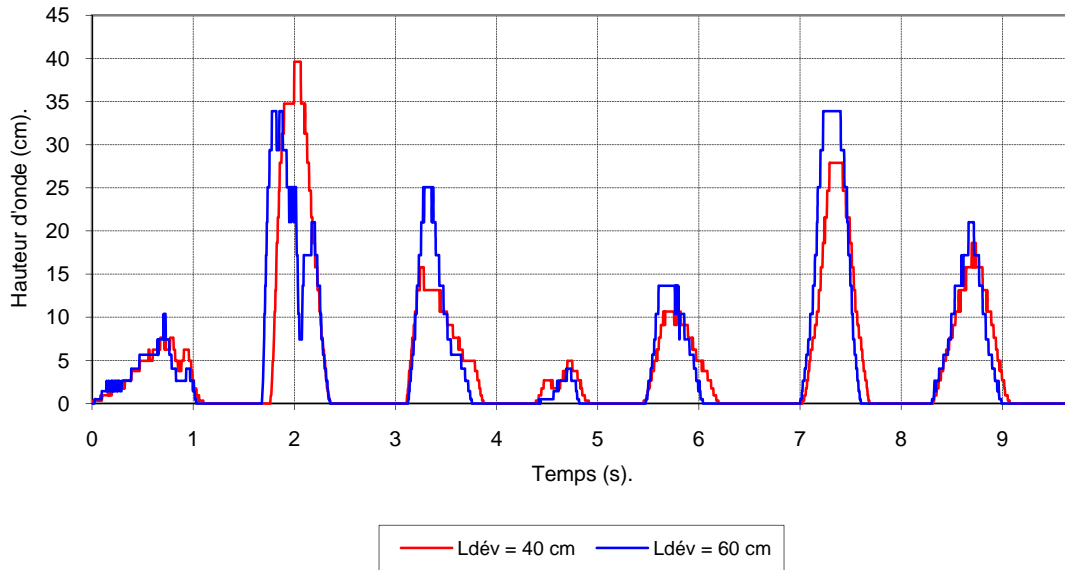


Figure III-31

Nous remarquons que la quantité d'eau évacuée est inférieure dans le cas d'un évacuateur moins large, ce qui est logique (figure III-17). Il faut également préciser qu'il convient d'augmenter les quantités données d'environ 15 à 20 % afin d'estimer la quantité totale évacuée au cours de l'essai et les pertes lors du "splash initial". Nous obtenons alors des valeurs supérieures au volume du bloc ce qui prouve que, outre la conservation de volume, la quantité de mouvement fournie par le bloc à l'eau amène une évacuation supplémentaire.

En outre, la diminution de largeur du déversoir favorise une plus grande réflexion des ondes et donc de plus grandes amplitudes de vagues. Ceci peut se déduire des valeurs de débits fournies au tableau III-2 : une plus grande quantité d'eau demeure à l'intérieure du bac à un instant donné et en conséquence les amplitudes sont plus grandes. Ceci se voit également au niveau d'une comparaison entre deux essais avec des blocs identiques et des évacuateurs de largeur différente (figure III-18 et figure III-19).

Amplitudes des ondes en face du plan (bloc de 30 cm d'épaisseur).

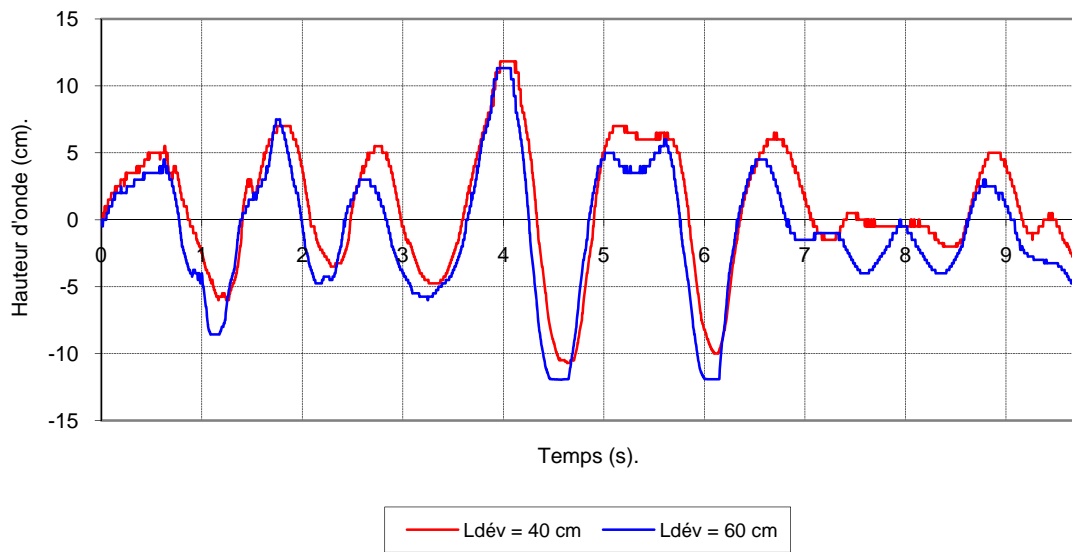


Figure III-32

Amplitudes des ondes au déversoir (bloc de 30 cm d'épaisseur).

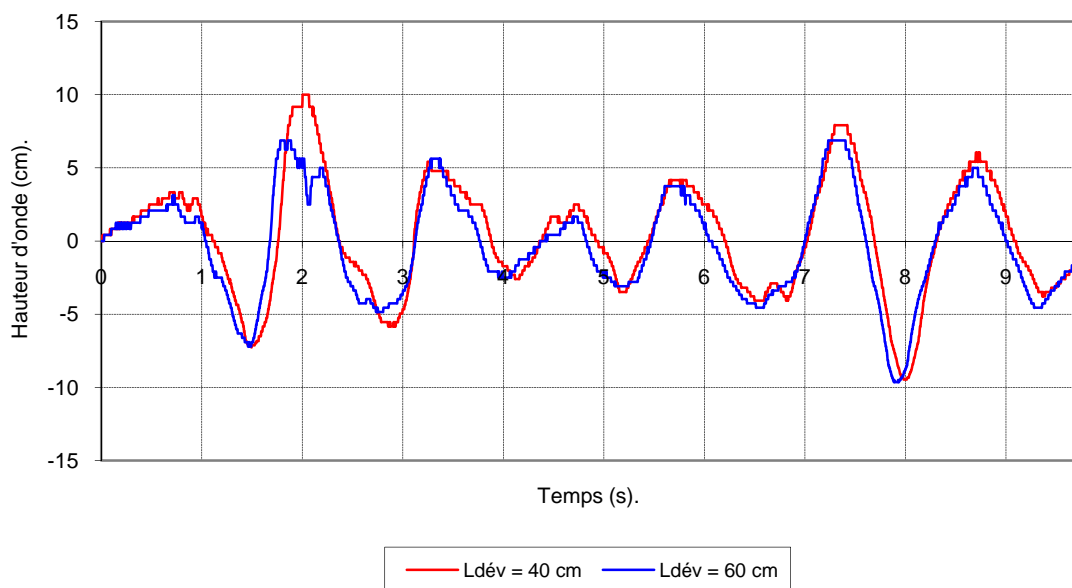


Figure III-33

Dès lors, si les concepteurs d'un projet prennent en compte des risques potentiels de glissements, la conception correcte d'un déversoir doit non seulement tenir compte d'un débit de crue à évacuer mais doit également prendre en charge le débit accidentel provenant d'un glissement de terrain. Un évacuateur insuffisant peut en effet être à la source de vagues d'amplitudes plus élevées pouvant conduire à une surverse plus facile du barrage ou à des run-up plus importants sur les berges causant alors des dégâts de grande importance.

### III.6 Mesures de vitesses de chute.

Suite à l'installation du capteur de mesure de vitesse, nous avons effectué plusieurs essais avec un, deux puis trois blocs de béton. La nécessité de freiner la rotation du tambour supportant le fil pour garder celui-ci tendu nous a parfois donné des résultats aberrants. Hors des nombreux essais effectués, nous avons retiré ces derniers pour finalement garder les courbes dont l'intégration nous fournissait une valeur proche du déplacement réel. La distance de chute hors eau est de 1,4 mètre et la distance sous eau est de 1,4 mètre également soit un total de 2,8 mètres. Les résultats obtenus sont présentés dans les figures III-20, III-21 et III-22.

Vitesse de chute du bloc de 10 cm d'épaisseur.

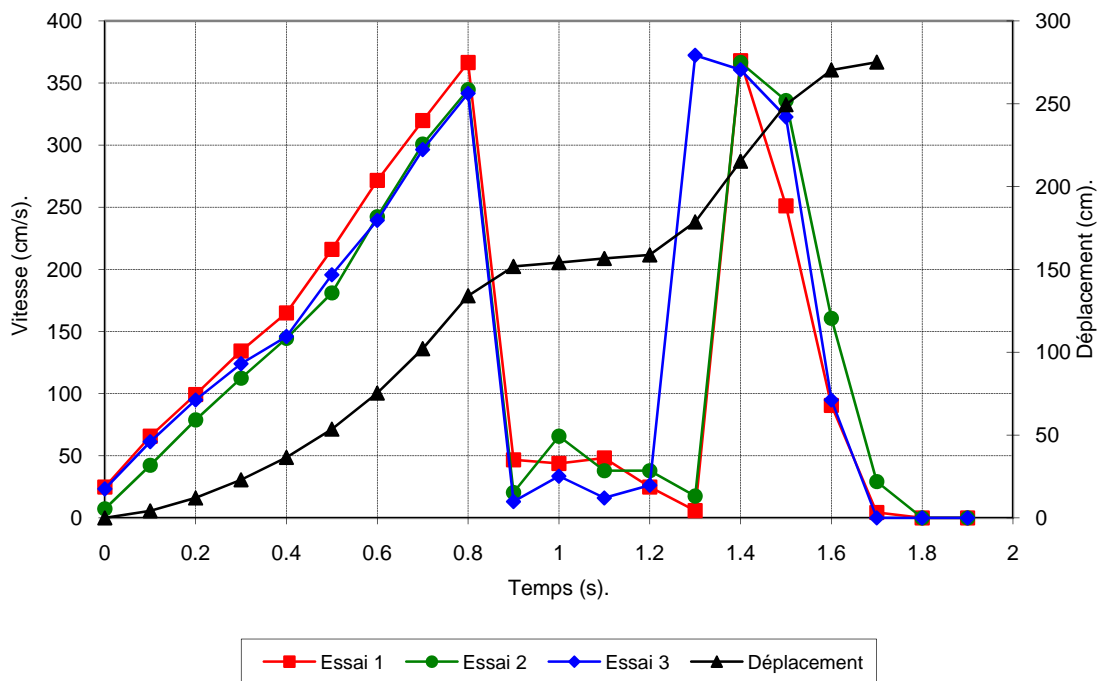


Figure III-34

Vitesse de chute du bloc de 20 cm d'épaisseur.

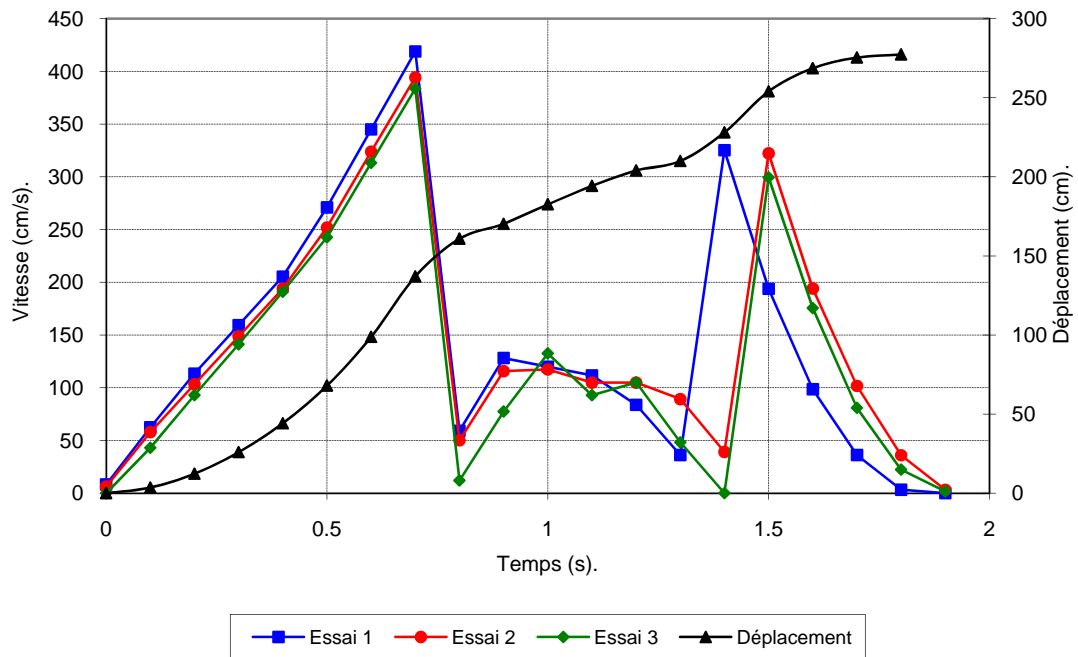


Figure III-35

Vitesse de chute du bloc de 30 cm d'épaisseur.

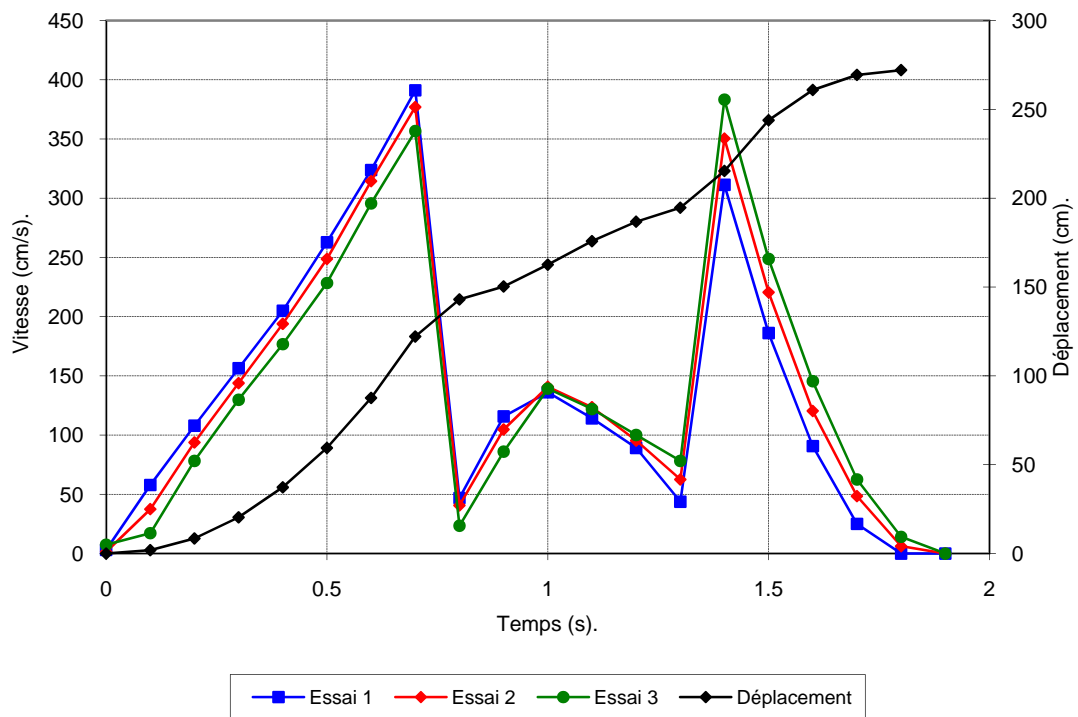


Figure III-36

Sur chacune des ces courbes, nous observons successivement :

- Une phase de mouvement uniformément accéléré jusqu'à 7 ou 8 dixièmes de seconde.
- Un phénomène d'impact durant environ un dixième de seconde et faisant chuter la vitesse.
- Une fois ce freinage brusque terminé, le bloc accélère légèrement et d'autant plus que sa masse est grande. Ensuite, le phénomène se stabilise et nous allons vers une décroissance de la vitesse uniquement causée par une force de rencontre (sillage sec).
- Pour suivre, une phase importante d'accélération intervient qui, à notre sens, est due au sillage qui se referme derrière le bloc et qui pousse celui-ci.
- Ensuite, la phase de freinage finale faisant intervenir une force de rencontre et de traînée se déroule.

La comparaison entre les différents blocs montre une décroissance de la force de frottement avec la masse dans la phase de mouvement rectiligne uniformément accéléré et montre également une assez forte ressemblance des courbes (figure III-23). Il faut noter que nous ne disposons de mesures que tous les dixièmes de seconde ce qui peut modifier quelque peu les écarts réels entre les courbes.

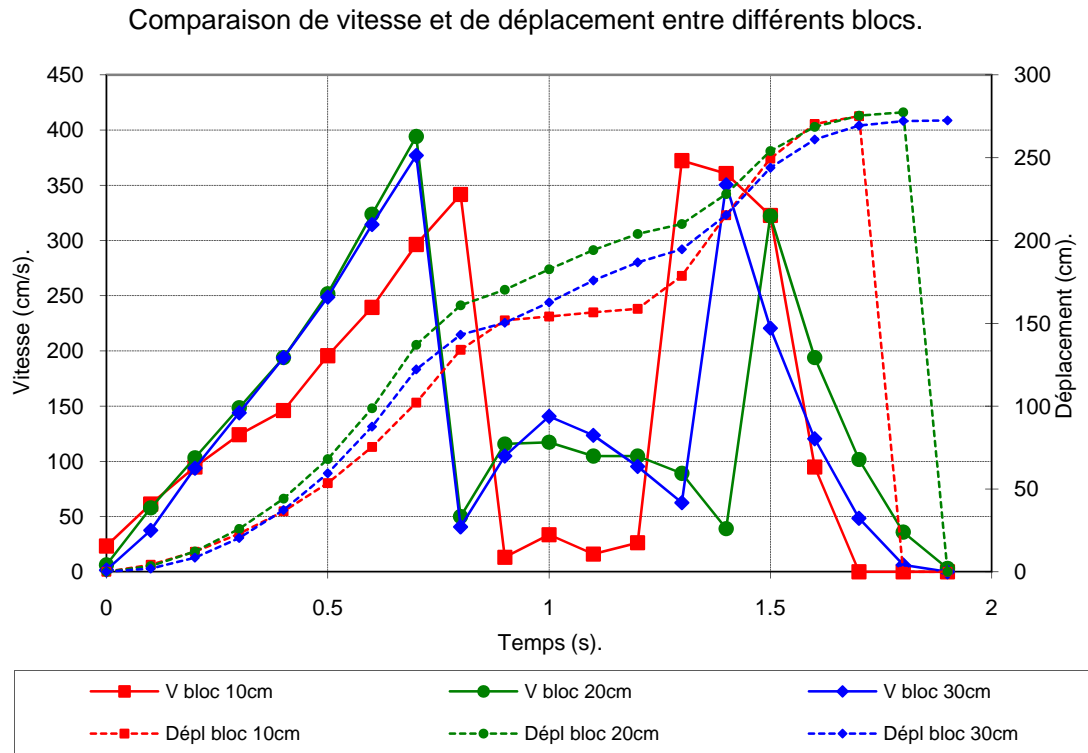


Figure III-37



## IV CHAPITRE 4 : SIMULATION NUMÉRIQUE.

---

### IV.1 Modélisation du glissement du bloc.

La modélisation du glissement du bloc peut se faire via les lois classiques de la cinématique et l'utilisation de la force de gravité, de la poussée d'Archimède, de la force de frottement entre le bloc et le sol et enfin des forces de rencontre et de traînée exercées par le fluide sur le bloc.

La force de gravité comprend simplement le poids du bloc et cette dernière se sépare en deux efforts : un qui est perpendiculaire au plan incliné et un autre qui agit dans la direction de la pente.

La force de frottement est induite par la composante perpendiculaire du poids du bloc et dépend également du coefficient de frottement. Ce coefficient à prendre en compte est de type dynamique puisqu'il y a mouvement. Le coefficient est pris égal à la tangente de l'angle de frottement entre le mobile et le plan incliné. Généralement, et suite aux résultats de nombreux essais sur modèles réduits, ce coefficient se situe dans la plage  $0,25 \pm 0,12$ . Ces valeurs permettent de situer l'intervalle de variation du coefficient, mais des mesures plus précises seront effectuées durant la campagne d'essais.

La poussée d'Archimède n'intervient que lorsque le bloc entre dans l'eau et représente une force s'opposant au mouvement du bloc ainsi qu'une force allégeant celui-ci, d'où diminution du frottement. Le volume immergé n'est pas à tout instant la totalité du volume du bloc, notamment à son entrée dans l'eau. Néanmoins, cette phase étant relativement courte, on peut supposer que la poussée d'Archimède s'applique au centre de gravité du bloc tout comme les autres forces.

Les derniers efforts en présence proviennent de l'interaction entre l'eau et le mobile. Plusieurs efforts de natures différentes coexistent puisqu'on constate l'existence d'une force de rencontre sur l'avant du bloc, d'une force de frottement tout autour de celui-ci et d'une force de traînée à l'arrière de ce dernier [13,17]. Sur notre modèle, la force de frottement est négligeable par rapport aux deux autres efforts hydrodynamiques. La modélisation de ces différentes forces se fera en considérant une représentation par une résultante s'appliquant au centre de gravité du bloc. Cette dernière utilisera le formalisme des forces de rencontre avec un coefficient de drag ( $C_d$ ) qui sera ajusté pour se rapprocher des courbes expérimentales. Le schéma des forces est présenté en figure IV-1 et leur valeur au tableau IV-1.

Cette modélisation du glissement n'est à priori pas nécessaire pour développer le logiciel de calcul sur base du modèle réduit. En effet, suite aux mesures effectuées durant les campagnes d'essais, la courbe exacte d'évolution de la vitesse du bloc en fonction du temps est connue.

Par contre, lorsque le logiciel devra être utilisé pour des applications réelles où l'évolution temporelle du glissement devra être calculée, cette modélisation sera très utile pour connaître une première évaluation des vitesses mises en jeu. Quand on pense aux caractéristiques complexes que développe un glissement réel, il est certain que cette première approche reste simple mais tout de même efficace.

En outre, la résolution des équations dynamiques est nécessaire car la première modélisation que nous allons développer utilise la valeur numérique des forces de rencontre et de traînée. Celles-ci ne peuvent être connues qu'en faisant varier les coefficients de drag et en calant la courbe de vitesse calculée sur celle mesurée.

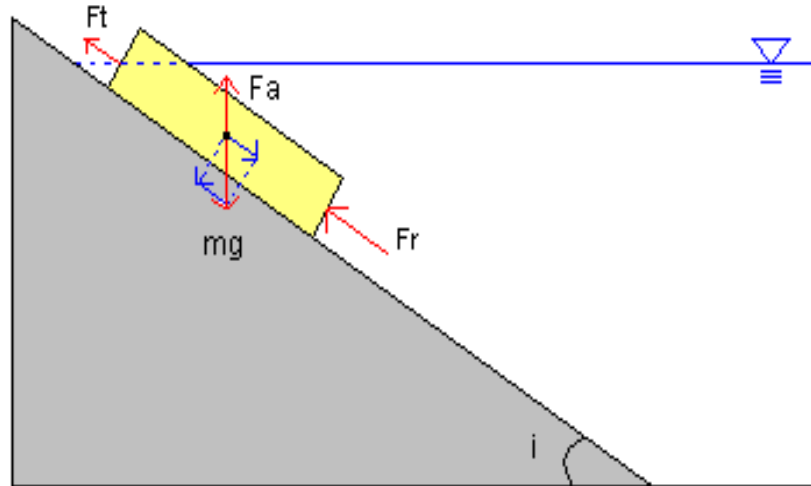


Figure IV-38

Tableau IV-6

Type de force	Expression	Variables
Poussée d'Archimède	$F_a = V_{immergé} \cdot \gamma_{eau}$	Le volume immergé
Force de frottement	$F_f = m \cdot g \cdot \cos(i) \cdot \tan(\varphi)$	$\varphi$ l'angle de frottement dynamique
Force motrice	$F_m = m \cdot g \cdot \sin(i)$	
Force hydrodynamique	$F_r + F_t = \frac{\rho_{eau} \cdot S \cdot v^2 \cdot C_d}{2}$	S le maître couple, Cd le coefficient de rencontre et de traînée, v la vitesse

Toutes ces forces se trouvent dans l'alignement du plan incliné. Il suffit dès lors de résoudre la loi de Newton ( $F = m \cdot a$ ) pour obtenir l'expression du déplacement, de la vitesse et de l'accélération en fonction du temps. Cette équation pourra être résolue explicitement dans certains cas où plusieurs forces sont absentes mais elle devra être résolue numériquement lorsque la force de rencontre et la poussée d'Archimède interviendront. En effet, ces deux forces font intervenir respectivement une vitesse au carré (dérivée première du déplacement élevée au carré) et un déplacement qui s'ajoutent au terme d'accélération (dérivée seconde du déplacement).

Différentes phases (figures IV-2 à IV-7) sont à considérer selon que le bloc se trouve hors de l'eau ou dans l'eau :

- Le bloc est hors de l'eau, la poussée d'Archimède et la force de rencontre sont nulles.

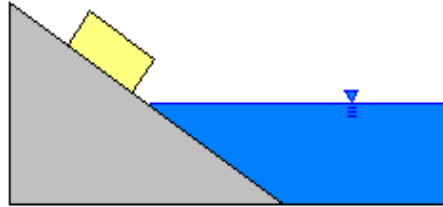


Figure IV-39

- Le bloc entre dans l'eau, la poussée d'Archimède est variable et la force de rencontre également vu que le maître couple varie.

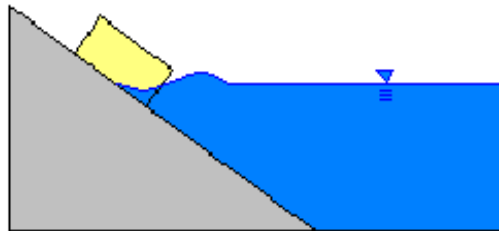


Figure IV-40

- Le bloc pénètre plus profondément dans l'eau, le maître couple est constant mais des forces de frottement eau-solide se développent le long du bloc. Il y a lieu d'adapter le coefficient de rencontre si nous devons les prendre en compte. La poussée d'Archimède est toujours variable également puisque le volume immergé augmente. Le coefficient de frottement devra certainement être adapté également vu qu'un film d'eau vient lubrifier le contact bloc-plan incliné.

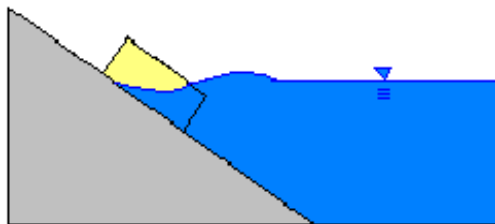


Figure IV-41

- Le bloc est totalement sous eau. La poussée d'Archimède est constante. Le coefficient de rencontre devra éventuellement être adapté pour tenir compte d'un effet de traînée à l'arrière du bloc.

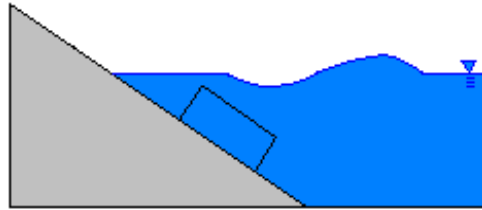


Figure IV-42

- Le bloc arrive en bas du plan incliné. A ce moment, la situation est fort difficile à modéliser étant donné que la cassure de pente est brusque. Le bloc n'appuie plus partout sur la pente et de ce fait la modélisation sera imparfaite. Par contre, dans la réalité, le glissement s'adapte aux cassures de pente et une transposition de l'écriture de l'équation de Newton avec une inclinaison variable sera une modélisation correcte.

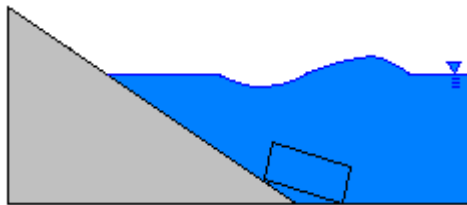


Figure IV-43

- La dernière phase décrit l'arrêt du glissement lorsqu'il arrive sur le fond du réservoir ou sur des pentes plus faibles.



Figure IV-44

Dans la première phase, l'équation de Newton s'écrit :

$$F_f + F_m = m.a \Leftrightarrow -m.g.\cos(i).tg(\varphi) + m.g.\sin(i) = m.a = m.\frac{d^2s}{dt^2}$$

où s est l'abscisse le long du plan incliné.

La valeur de l'abscisse au cours du temps s'obtient directement en intégrant l'équation et en imposant deux conditions limites : vitesse et déplacement nuls au temps 0.

$$s(t) = \frac{g.t^2}{2} (\sin(i) - \tan(\varphi).\cos(i))$$

$$v(t) = g.t(\sin(i) - \tan(\varphi).\cos(i))$$

$$a(t) = g(\sin(i) - \tan(\varphi).\cos(i))$$

Dans la seconde phase, l'introduction de forces qui dépendent du déplacement et de la vitesse du mobile font que l'équation doit être résolue par une méthode numérique. Le type de résolution choisi ici est un schéma de différences finies.

La vitesse est estimée par une différence centrée et s'exprime par :  $v = \frac{ds}{dt} = \frac{s_{i+1} - s_{i-1}}{2.\Delta t}$ .

L'accélération s'exprime quant à elle par :  $a = \frac{d^2s}{dt^2} = \frac{s_{i+1} - 2.s_i + s_{i-1}}{(\Delta t)^2}$ .

Dès lors, en connaissant les pas en i-1 et i via la phase 1, on peut connaître la valeur du déplacement en i+1. Le seul inconvénient est que l'expression du déplacement en i+1 requiert la résolution d'une équation du second degré en  $s_{i+1}$ . L'expression de cette dernière valeur étant très complexe, la résolution se fera itérativement en faisant varier la valeur de  $s_{i+1}$  jusqu'à ce que l'équation suivante soit vérifiée :

$$\left[ m.g - \left( \frac{\gamma_{eau}.S_i^2.\tan(i).l}{2} \right) \right] [\sin(i) - \tan(\varphi).\cos(i)] - \left[ \frac{\rho_{eau}.C_d.l.\tan(i).s(i)[s_{i+1} - s_{i-1}]^2}{8.(\Delta t)^2} \right] - m \left[ \frac{s_{i+1} - 2.s_i + s_{i-1}}{(\Delta t)^2} \right] = 0$$

L'origine de l'axe des déplacements se trouvant cette fois au niveau de la surface libre du liquide.

Dans la troisième phase, l'expression ci-dessus reste valable avec quelques adaptations pour tenir compte du volume immergé et du maître couple. En outre, une fois que le bloc est presque totalement sous eau, il faut tenir compte de la force de traînée se trouvant à l'arrière

du bloc. Ce phénomène est géré par la même équation que la force de rencontre en augmentant le coefficient  $C_d$  :

$$\left[ m.g - \left( \frac{\gamma_{eau} \cdot (2.s(i) - h \cdot \tan(90-i)) \cdot h \cdot l}{2} \right) \right] [\sin(i) - \tan(\varphi) \cdot \cos(i)] - \left[ \frac{\rho_{eau} \cdot C_d \cdot l \cdot h [s_{i+1} - s_{i-1}]^2}{8 \cdot (\Delta t)^2} \right] - m \cdot \left[ \frac{s_{i+1} - 2 \cdot s_i + s_{i-1}}{(\Delta t)^2} \right] = 0$$

Ensuite, une fois que le bloc est complètement sous eau, l'expression du volume immergé se simplifie puisqu'il est égal au volume du bloc :

$$\left[ m.g - V_{bloc} \right] [\sin(i) - \tan(\varphi) \cdot \cos(i)] - \left[ \frac{\rho_{eau} \cdot C_d \cdot l \cdot h [s_{i+1} - s_{i-1}]^2}{8 \cdot (\Delta t)^2} \right] - m \cdot \left[ \frac{s_{i+1} - 2 \cdot s_i + s_{i-1}}{(\Delta t)^2} \right] = 0$$

Une fois toutes ces parties d'équations rassemblées, nous obtenons une expression des déplacements et de la vitesse en fonction du temps. Nous pouvons dès lors entamer la phase de préparation des données qui vont être utilisées par le logiciel de calcul.

#### IV.1.1 Comparaison essais – calculs en différences finies.

La méthode de calcul développée plus haut est relativement générale et, au vu des résultats expérimentaux, devra sans aucun doute subir quelques adaptations pour tenir compte des phénomènes très particuliers observés pendant la chute du bloc.

Il faut préciser que ce paragraphe n'a pu être rédigé que très tardivement puisque le système de mesure n'a été disponible que vers la fin du travail. Comme nous le présenterons plus loin, ces courbes sont nécessaires pour construire les simulations. Nous avons donc été obligés de construire des courbes sur base de mesures au chronomètre, mais qui se révèlent finalement assez proches des mesures réelles. Les mesures récoltées sont dès lors utiles pour affiner notre approche et surtout pour compléter notre compréhension du phénomène.

La première partie du mouvement est relativement bien représentée. Les petites différences constatées proviennent sans doute d'une certaine déformabilité du câble de mesure.

Ensuite, survient la phase d'impact. Celle-ci est difficilement représentable par un formalisme de force de rencontre car le phénomène est très violent. La situation se représente plus facilement en modélisant un choc par une force intense mais de courte durée. Lors du choc, la variation temporelle de vitesse est la même pour les trois blocs et donc l'accélération subie est la même. Dès lors, il est logique que la force d'impact augmente linéairement avec la

masse (de 1500 à 4500 newtons). Il faut en outre préciser que c'est cet impact qui est largement prédominant dans la création des intumescences.

Après l'impact, le bloc se déplace à une vitesse très faible et inférieure à la vitesse uniforme qu'il aurait dans un espace infini. C'est pourquoi il accélère de nouveau. Cette accélération le conduit à une vitesse supérieure à la célérité uniforme d'où un nouveau freinage. Cette partie intermédiaire de la courbe est assurément le résultat d'un phénomène d'inertie. Nous constatons que le formalisme des forces présenté plus haut s'adapte bien en utilisant un coefficient de rencontre d'environ 10.

Survient alors une phase imprévisible, à savoir une brusque accélération pour atteindre une vitesse proche de celle de l'impact. Après mûre réflexion, la seule explication plausible est que le sillage du bloc (qui a été asséché lors de la pénétration du bloc dans l'eau) se referme brusquement et provoque une poussée sur l'arrière de la masse. De nouveau, ce phénomène ressemble fort à un choc et nous le modélisons par une force motrice de courte durée. En outre, puisque cette accélération est provoquée par la retombée du fluide lui-même, il ne faut pas considérer cet apport dans la simulation puisque c'est une sorte d'échange interne.

S'ensuit la phase finale où le bloc est totalement sous eau. Ici encore, le formalisme des forces hydrodynamiques s'applique assez bien avec un coefficient de l'ordre de 10 également.

Sur les trois figures qui suivent (figures IV-8, IV-9 et IV-10), nous présentons la comparaison entre les résultats des essais et les courbes calculées par différences finies. Il faut admettre un certain pourcentage d'erreur du au fait qu'il est difficile de représenter un phénomène hautement dynamique tel que celui-ci. Néanmoins, la phase d'impact initiale est très bien captée et constitue sans aucun doute la partie la plus importante de la chute du bloc.



Comparaison entre essais et calcul par différences finies (bloc de 10 cm).

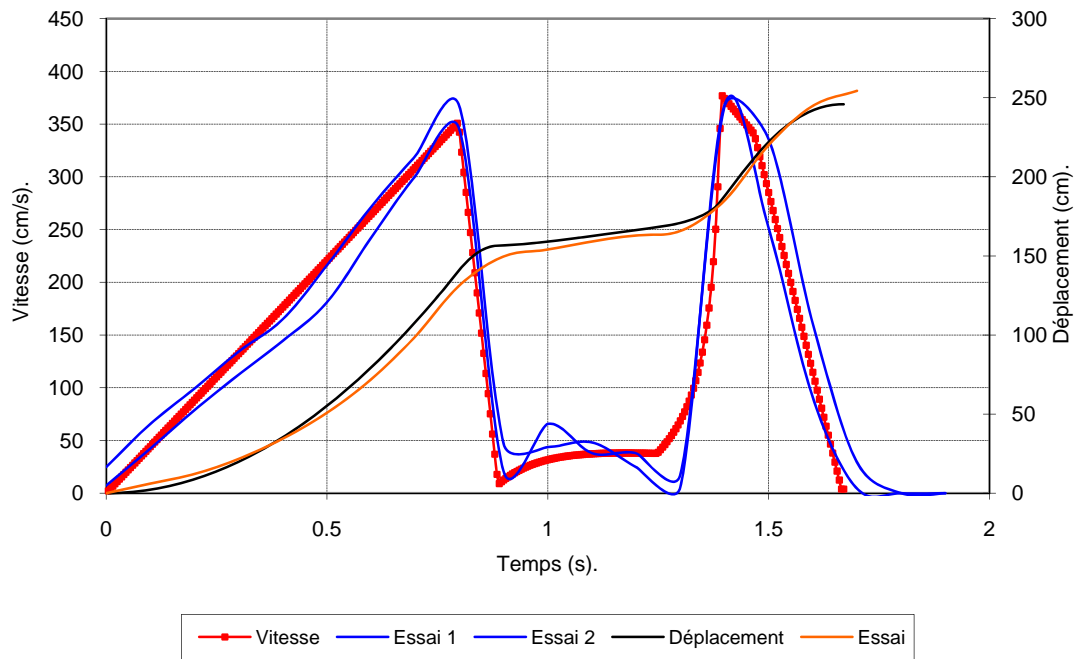


Figure IV-45

Comparaison entre essais et calcul par différences finies (bloc de 20 cm).

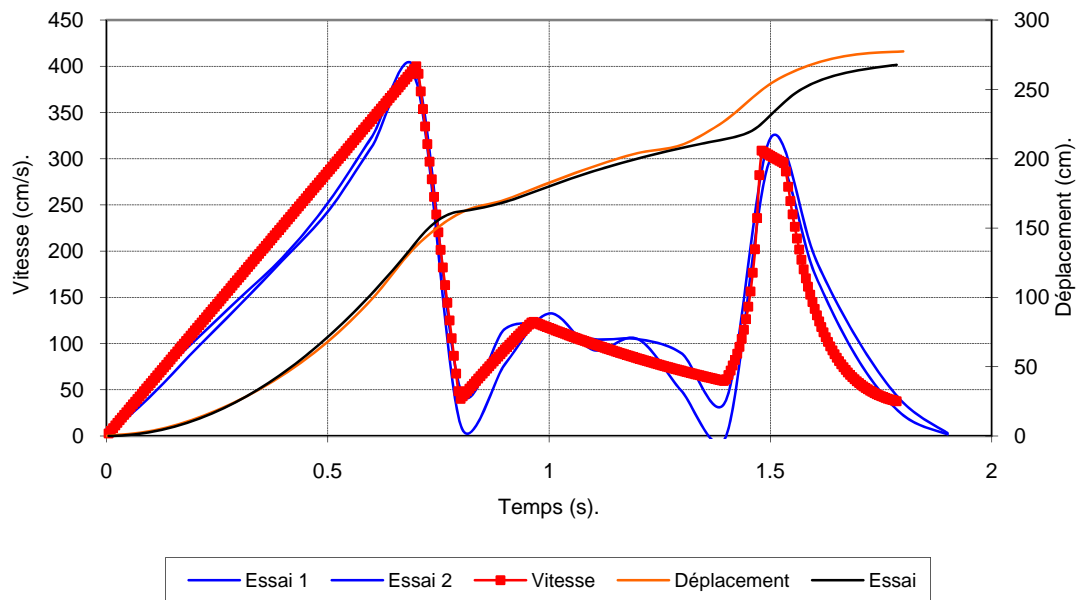


Figure IV-46

Comparaison entre essais et calcul par différences finies (bloc de 30 cm).

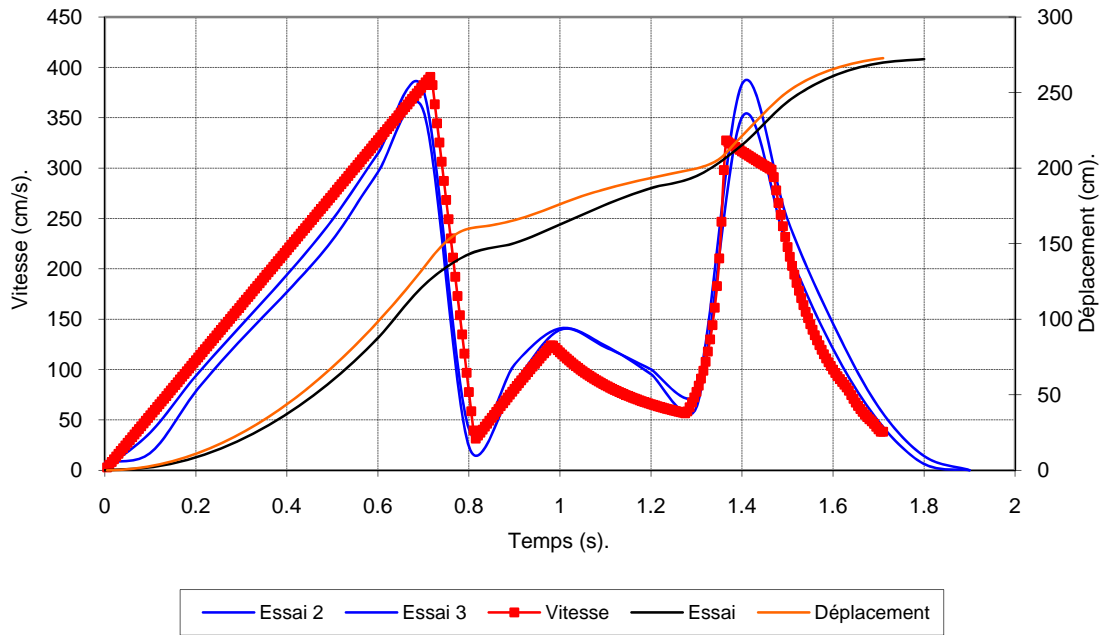


Figure IV-47

## IV.2 Données du problème.

De nombreuses données doivent être fournies au logiciel avant de démarrer la simulation. Il faut tout d'abord définir les contours du domaine à modéliser ainsi que le maillage que l'on désire. Une topographie initiale doit aussi être construite pour représenter le plan incliné à  $45^\circ$ . Ensuite, il est nécessaire de se donner des conditions initiales de hauteur d'eau dans le bac. Dans le cadre des premières simulations, cette hauteur est fixée à un mètre d'eau.

### IV.2.1 Stratégie de simulation.

Dans un premier temps, nous allons utiliser une forme particulière de transfert de l'énergie au fluide. Au cours de simulations précédentes menées dans le service d'hydraulique, un concept de forcing de surface a été développé. Ce procédé consiste à introduire au niveau de la surface libre des efforts supplémentaires sur le liquide.

La première piste que nous allons suivre est donc de connaître l'énergie fournie au fluide par le bloc, qui est déterminée par la résolution de l'équation dynamique du mouvement, et de la transformer en valeurs de forcing.

Nous utiliserons en outre le concept de topographie mobile pour simuler le trajet du bloc mais nous verrons que cela ne se fait pas sans problème.

En outre, étant donné que le bloc s'arrêtait en bas du plan incliné lors des essais sur le modèle réduit, nous simulerons uniquement cette phase du glissement dans un premier temps. Si les résultats sont concluants, nous simulerons également le glissement du bloc en partie horizontale.

#### **IV.2.2 Données de topographie.**

Une première donnée à fournir au logiciel WOLF 2D est l'évolution de la topographie de la retenue suite au glissement du bloc dans celle-ci. Le logiciel est capable de gérer une matrice contenant la topographie du terrain et cela à des temps définis. La matrice est en fait un quadrillage qui s'adapte sur le maillage de la simulation et qui fournit le niveau du sol dans chaque maille. L'évolution du déplacement du bloc en fonction du temps étant maintenant connue, il est assez aisé de concevoir un petit programme qui générera une matrice de topographie à chaque pas de temps connu. L'évolution de topographie dans une maille est considérée acquise quand le bloc a effectivement dépassé cette maille.

Le programme traite cette variation de niveau du sol en interpolant linéairement entre deux pas de temps consécutifs de la matrice de données.

#### **IV.2.3 Energie transmise horizontalement.**

Outre une modification du niveau du sol, le glissement de matière transmet de l'énergie au fluide qui l'entoure dans deux directions préférentielles toutes deux situées dans l'axe de l'écoulement : la première se situe dans un plan horizontal et la seconde dans un plan vertical.

Il faut remarquer que cette transmission d'énergie se fait à des hauteurs différentes dans le bac suite à l'enfoncement progressif du bloc dans l'eau. Nous pouvons donc considérer que le phénomène réel est a priori un mouvement en trois dimensions.

Ceci laisse entrevoir une première hypothèse sur la simulation qui sera effectuée. Wolf2D, comme son nom l'indique, n'utilise que des équations intégrées sur la hauteur. Dès lors, il faut admettre l'hypothèse de modélisation d'un effet sous-marin de cote variable par un procédé qui ne tient pas compte de la profondeur où se transmet effectivement l'énergie.

Dans le logiciel, la façon d'introduire cette quantité d'énergie supplémentaire est modélisée par un forcing horizontal. Cet apport est introduit dans les équations intégrées de l'hydraulique de surface en tant que terme source (au même titre qu'une infiltration par exemple). Les dimensions qu'il doit présenter sont les dimensions d'une vitesse au carré soit des m/s au carré donc des  $m^2/s^2$ .

Comme dans le cas de la représentation de la topographie changeante, nous utiliserons aussi un système de matrice permettant de définir à chaque pas de temps la valeur du forcing horizontal à appliquer en chaque maille.

Dans l'étude du modèle réduit de ce travail, la taille des blocs de béton et leur état de surface permettent de formuler une nouvelle hypothèse quant aux forces hydrodynamiques qui agissent sur ceux-ci. Nous pouvons supposer avec une grande certitude que les forces de frottement développées le long du bloc seront largement inférieures aux forces qui s'appliquent en tête du bloc et derrière celui-ci. Dès lors, les seules mailles de forcing horizontal qui recevront une valeur non nulle sont celles qui se trouvent juste devant ou juste derrière celui-ci en un pas de temps donné. Il reste maintenant à estimer la valeur de cette interaction eau-solide au cours du temps.

L'approche suivante, qui permet l'estimation du forcing, est basée sur une analyse dimensionnelle et sur les forces hydrodynamiques. La donnée principale à se procurer est la courbe donnant l'évolution de la vitesse du bloc au cours du temps. Dans ce travail, elle peut être fournie par les mesures expérimentales et, par la suite, après calage des paramètres, elle pourra se calculer grâce au programme décrit au paragraphe précédent et fournir les valeurs des forces hydrodynamiques.

L'analyse dimensionnelle montre que, sur base des courbes de vitesses de chute connues, on peut calculer la force de rencontre et de traînée agissant sur le bloc à chaque pas de temps et que si nous divisons cette force par la section de rencontre ou de traînée du mobile, nous obtenons une pression en newton/m<sup>2</sup>. Si nous divisons cette dernière valeur par le poids volumique de l'eau et que l'on multiplie le tout par la constante de gravitation, nous obtenons les dimensions requises pour le forcing horizontal soit des m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>. En terme d'équations, nous avons :

$$F \rightarrow \frac{F}{S} = P \rightarrow \frac{P}{\gamma_{eau}} \cdot g \rightarrow \text{forcing horizontal}.$$

$$\text{Newton} \rightarrow \frac{\text{Newton}}{m^2} = \text{Pascal} \rightarrow \frac{kg \cdot m/s^2}{m^2 \cdot kg \cdot m/s^2 / m^3} \cdot m/s^2 \rightarrow m^2/s^2.$$

#### IV.2.4 Energie transmise verticalement.

Il est clair qu'une certaine quantité d'énergie est également transmise verticalement lorsqu'un glissement se propage le long d'un plan incliné. La prise en compte de cet effet par le logiciel se fait via l'utilisation d'un forcing vertical. Celui-ci agit différemment de son homologue horizontal puisque l'introduction des efforts verticaux supplémentaires est prise en compte en tant qu'une augmentation de pression. Le diagramme initial de pression hydrostatique utilisé

par WOLF 2D devient alors un diagramme trapézoïdal qui est le diagramme triangulaire de base auquel est ajouté la valeur constante du forcing vertical. Les dimensions de ce dernier doivent dès lors être en accord avec une dimension de pression soit des mètres d'eau.

Nous appliquons donc la même théorie qu'au paragraphe précédent mais cette fois les dimensions requises par le logiciel de calcul sont des mètres d'eau. Nous nous trouvons face aux équations suivantes :

$$F \rightarrow \frac{F}{S} = P \rightarrow \frac{P}{\gamma_{eau}} \rightarrow \text{forcing vertical.}$$

$$Newton \rightarrow \frac{Newton}{m^2} = Pascal \rightarrow \frac{kg.m/s^2}{m^2.kg.m/s^2/m^3} \rightarrow m.$$

### IV.3 Modélisation du phénomène observé.

#### IV.3.1 Passage de trois en deux dimensions.

Au vu des considérations précédentes, nous pouvons nous rendre compte que l'expression des forcings ainsi calculée est indépendante de la section de rencontre du bloc avec le liquide. En effet, les forces de rencontre et de traînée sont proportionnelles au maître couple et l'expression des forcings est inversement proportionnelle à ce dernier.

Nous pouvons dès lors conclure qu'avec une telle hypothèse de calcul et dans la situation où nous appliquons les forcings en surface, deux blocs possédant la même vitesse mais ayant des sections différentes produiraient le même forcing et en conséquence seraient la cause d'ondes d'amplitudes égales. Ce résultat est tout à fait en désaccord avec la physique du phénomène qui veut que le plus gros des blocs produise des vagues d'amplitude supérieure à celles générées par le plus petit.

Dans le cas où un logiciel de calcul en trois dimensions serait disponible, il serait possible d'appliquer le forcing trouvé sur toute la surface du bloc et à n'importe quelle profondeur. Dans le cas présent, seul un code de calcul utilisant des équations d'hydrodynamique intégrées sur la hauteur est disponible.

Nous pouvons dès lors appliquer un forcing vertical sur la surface du bloc projetée horizontalement mais uniquement sur la surface libre et non en profondeur.

Ce principe s'applique également pour le forcing horizontal qui ne pourra agir qu'en surface alors que la réalité impose un transfert d'énergie à une certaine profondeur (figures IV-11 et figure IV-12). Le problème explicité ci-avant est alors résolu. Les forcings d'un bloc plus

épais s'appliqueront sur une surface plus grande que dans le cas d'un petit bloc et donneront une résultante plus importante.

Il faudra tenir compte de ce qui peut être appelé un effet de profondeur lors de l'application des contraintes. En ce qui concerne le forcing horizontal, il y aura certainement lieu d'utiliser un facteur correctif adimensionnel qui peut être fonction du rapport de l'épaisseur du bloc à la profondeur de la retenue. Le forcing vertical devra peut-être subir l'influence d'un coefficient correcteur du même type. Ces corrections seront éventuellement développées plus tard au cours de la comparaison des simulations et des résultats expérimentaux.

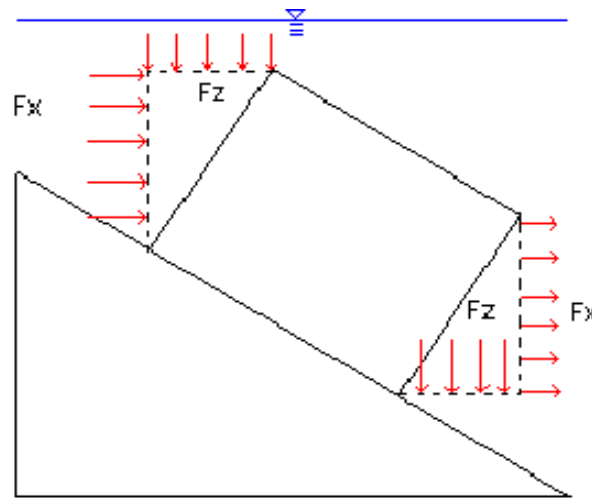


Figure IV-48 : Situation réelle.

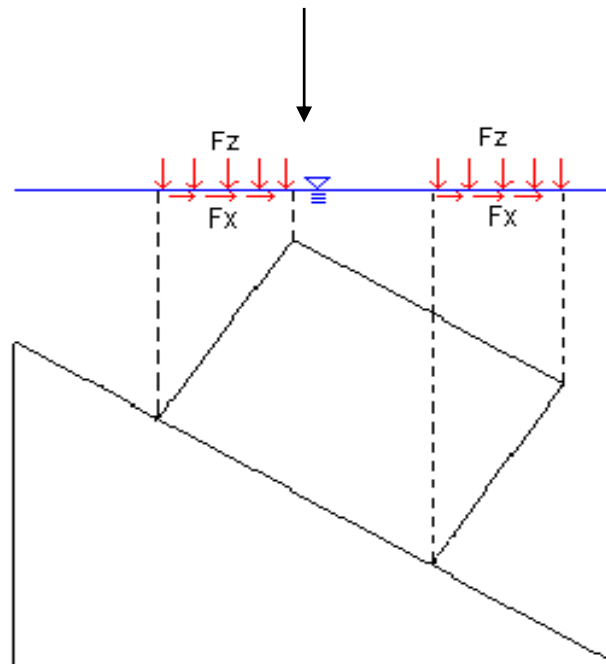


Figure IV-49 : Modélisation.

En conclusion, le forcing vertical (qui a déjà les dimensions d'une pression), agira sur la surface représentant la projection horizontale des faces du bloc et constituera une dépression à l'arrière (force de traînée) et une surpression à l'avant du bloc (force de rencontre).

Le forcing horizontal agira sur une surface qui a comme dimension la projection horizontale des faces du bloc, s'appliquera tant à l'avant du bloc (force de rencontre) qu'à l'arrière de celui-ci (force de traînée) et sera éventuellement multiplié par le coefficient correcteur mentionné plus haut.

Pour chaque forcing, nous imposerons la valeur calculée en chaque maille présente dans la surface considérée ci-dessus.

### IV.3.2 Modélisation de la topographie.

La variation réelle du niveau du fond du bac doit être celle d'un bloc rectangulaire glissant sur un plan incliné à 45 degrés. Le plan considéré pénètre de un mètre dans le bac rempli d'eau. Pour des raisons évidentes de facilité et d'allègement de calcul, la simulation ne représentera pas la course du bloc hors de l'eau. Le zéro temporel est dès lors pris au moment où la masse pénètre dans l'eau.

Le logiciel représente la topographie en donnant sur chaque maille une valeur constante. Ceci induit une modélisation du plan incliné en une sorte de marches d'escalier (figure IV-13). Il se pose alors la question d'une représentation suffisamment précise de la réalité. En utilisant un maillage assez fin qui propose des mailles de 2 centimètres par 2 centimètres, on obtient un escalier avec des dénivellations de 2 centimètres également étant donné que le plan incliné sous eau vu de profil est un triangle isocèle. Un tel maillage peut être considéré comme suffisamment précis.

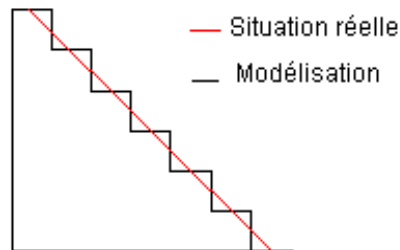


Figure IV-50

Un autre problème se pose pour modéliser le bloc lui-même. La matrice évolutive de topographie qui va être générée ne produit des élévations que sur un axe vertical ce qui fait que la partie à l'avant du bloc ne pourra pas être représentée (figure IV-14).

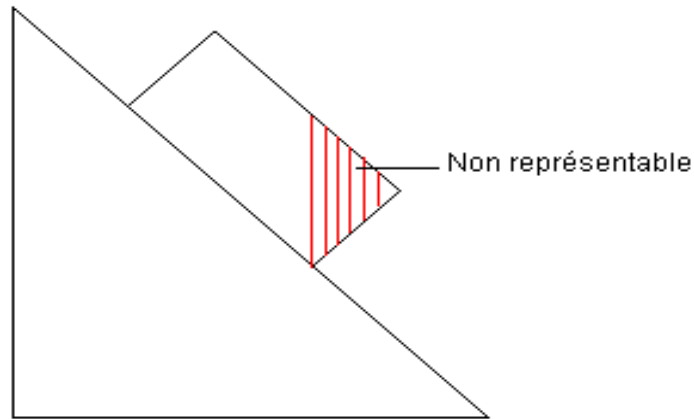


Figure IV-51

Par conséquent, il faut s'orienter vers une modélisation qui respecte le plus possible la réalité tout en prenant en compte les paramètres essentiels. Vu qu'une modification de topographie n'induit pas d'énergie dans le système de par son déplacement mais que, par contre, elle occupe un certain volume, il semble opportun de se baser sur une conservation du volume du bloc. Le bloc sera certes un peu déformé mais c'est la modélisation qui se rapproche le plus de la réalité. Selon cette hypothèse, nous construisons la topographie suivante en confrontation avec le phénomène réel (figure IV-15).

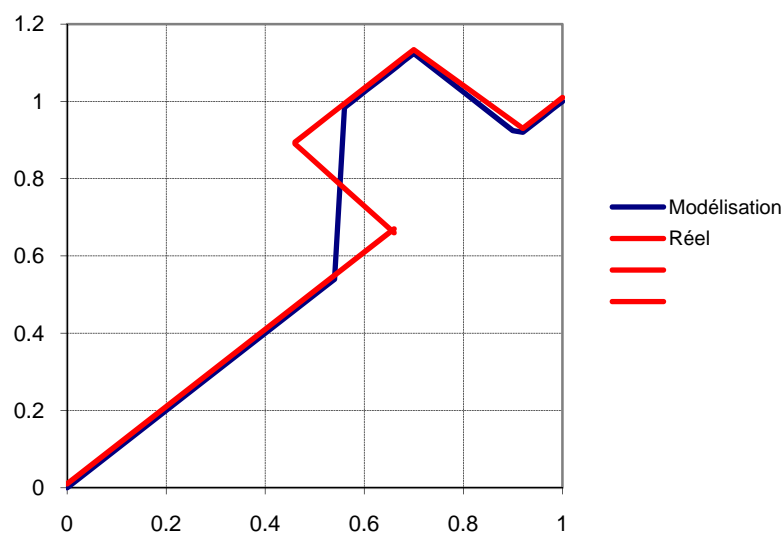


Figure IV-52



### IV.3.3 Topographie mobile et célérité des ondes.

Lorsque le code de calcul prend en compte une évolution de topographie, celui-ci agit en faisant monter le niveau du fond d'une certaine valeur et par conséquent la surélévation du niveau d'eau au même endroit a la même valeur (conservation du volume). Ceci a pour conséquence de créer un différentiel de pression entre une maille ayant subi une variation de topographie et une autre ne l'ayant pas subie (figure IV-16). Ce terme moteur est donc créé par le processus de simulation et il doit être pris en compte afin de connaître son influence et son rôle par rapport au phénomène réel.

Lorsque le bloc se déplace dans l'eau, tout le volume devant lui n'est pas nécessairement poussé. En effet, si la vitesse du bloc est supérieure à la célérité des ondes, tout le fluide n'a pas le temps de se déplacer vers l'avant et une partie de celui-ci remonte au dessus du bloc. La quantité qui n'a pas le temps de se déplacer est évidemment fonction du rapport célérité des ondes sur vitesse du bloc mais la relation est difficile à estimer.

Dès lors, dans la simulation, puisque la topographie mobile agit en remontant le niveau de surface libre au dessus du bloc et que les équations du code de calcul se chargent de répartir cette quantité d'eau, on peut supposer que le phénomène est assez bien représenté. Néanmoins, cette sur-hauteur induit une pression supplémentaire trop grande par rapport à la réalité, il faudrait dès lors la déduire des forcings appliqués. En agissant de telle sorte, les équations ne voient pas la sur-hauteur et donc l'effet de topographie est totalement estompé numériquement. Il est dès lors équivalent de faire une simulation sans topographie mobile.

Le même principe est appliqué à l'arrière du bloc, si la vitesse de la masse n'est pas trop importante, l'eau a le temps de suivre, sinon il se crée une zone sèche.

Malgré ces considérations, les simulations seront faites en utilisant la topographie mobile de façon à respecter le fait qu'une masse solide a pris la place du liquide.

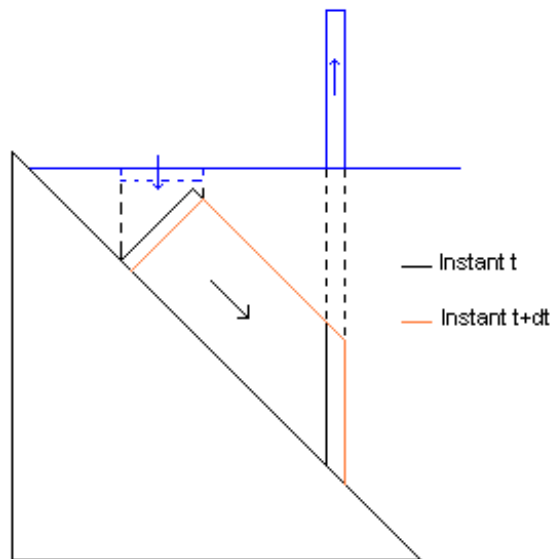


Figure IV-53

## IV.4 Instabilités et remèdes dans les simulations.

### IV.4.1 Topographie.

Le code de calcul est basé sur certaines hypothèses quant aux pentes de terrain que l'on peut admettre. Les angles sont considérés comme suffisamment faibles pour qu'ils puissent être assimilés à leur tangente ou à leur sinus. La représentation de la topographie (figure IV-17) telle que nous l'utilisons sort du cadre de ces hypothèses. En effet, la pente du plan incliné est de 45 degrés, les côtés de ce dernier et le déversoir sont des parois verticales.

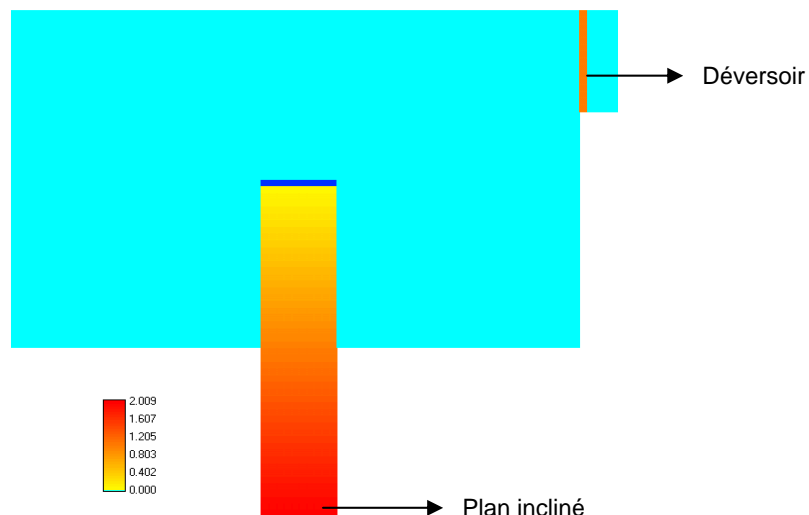
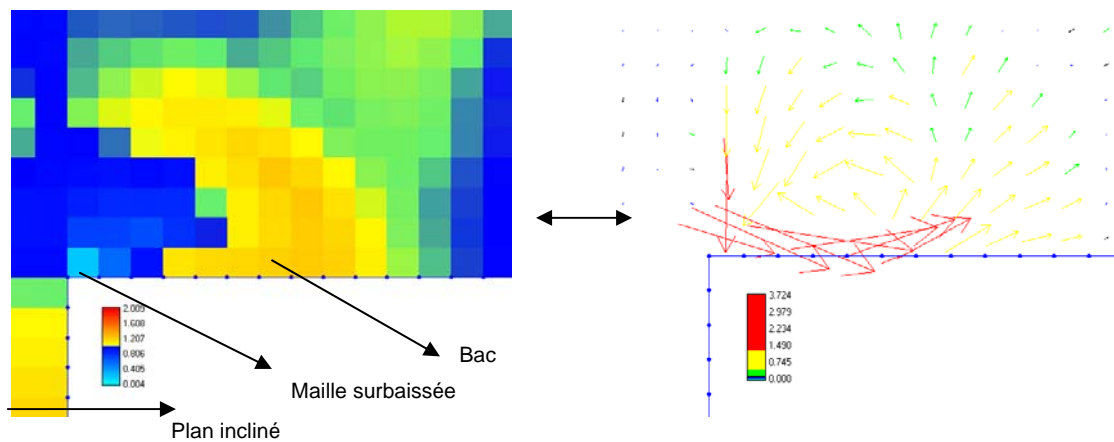


Figure IV-54 : Topographie en mètres.

La pente étant tout de même d'une variation assez graduelle, peu de problèmes se posent dans la direction du plan incliné. Par contre, les deux parois latérales du plan créent beaucoup plus de problèmes d'instabilité. Deux effets négatifs se cumulent : d'une part la variation brusque de topographie n'est pas bien acceptée par le code et, d'autre part, l'utilisation du logiciel a montré que ce problème était accentué lorsque c'est un écoulement perpendiculaire à l'écoulement principal qui rencontre la variation topographique. Ces deux effets se combinent par instant lors des simulations et l'instabilité se manifeste par des hauteurs d'eau variant énormément d'une maille à l'autre et des débits tentant de compenser cette différence de hauteur (figure IV-18). Ce phénomène est évidemment inacceptable pour obtenir une simulation correcte.

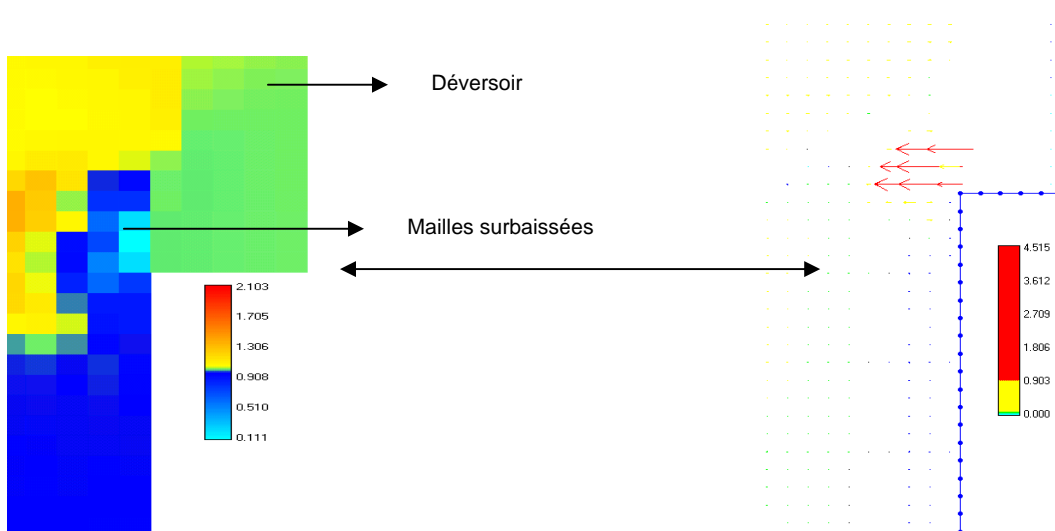


Hauteurs d'eau en mètres.

Figure IV-55

Débits absolus en m<sup>3</sup>/s.

Le même problème se pose au niveau du déversoir (figure IV-19). Celui-ci est modélisé par une remontée brusque de 1 mètre de la topographie sur une largeur d'une maille. Le problème est encore plus critique ici car le code doit gérer une montée brusque de topographie suivie d'une descente brusque à l'arrière du bloc. La même instabilité se produit à cet endroit avec cette fois un effet pervers. On voit sur les graphiques ci-dessous que les hauteurs d'eau varient de 20 centimètres à 1,5 mètre en l'espace d'une dizaine de mailles soit en l'espace de 40 centimètres. De plus, la faible hauteur d'eau juste avant le déversoir entraîne le code à donner un débit venant de l'extérieur du bac pour remplir ces mailles. Or, il n'y a plus d'eau sur le déversoir à cet instant. Le logiciel est donc en train de créer de la matière qu'il injecte dans le système.



Hauteurs d'eau en mètres au déversoir. Figure IV-56 Débits absolus en  $\text{m}^3/\text{s}$ .

Le remède à ce problème est de prime abord évident. Il suffit d'adoucir la topographie aux endroits délicats en imposant un dénivelé sur quelques mailles. Cette solution pose un problème puisque la représentation du fond n'est plus fidèle.

Dès lors nous nous sommes orientés vers l'utilisation d'une option nommée "gestion des frontières internes". Cet artifice agit en comparant les hauteurs de deux mailles voisines et rend le bord entre celles-ci imperméable si la différence d'altitude excède une certaine valeur que l'on se fixe. Dès lors qu'il n'y a plus d'alimentation intempestive en débit, la simulation est beaucoup plus calme et ne requiert pas d'adoucissement de la topographie.

#### IV.4.2 Evacuation de l'eau au déversoir.

Dans les premières simulations que nous avons effectuées, les conditions limites sur le pourtour du bassin étaient partout imposées comme imperméables sauf après le déversoir (figure IV-20). Après l'accroissement brutal de topographie qui correspond à la modélisation de l'évacuateur, nous avons placé quelques mailles de calcul supplémentaires. Celles-ci ne sont à priori pas nécessaires puisqu'aucune mesure de hauteur ou de débit ne doit être prise à ce niveau. Elles sont présentes pour que le code voit qu'il y a une possibilité d'évacuation de l'eau à cet endroit. C'est après ces mailles qu'il n'y a pas de conditions limites, l'écoulement est libre.

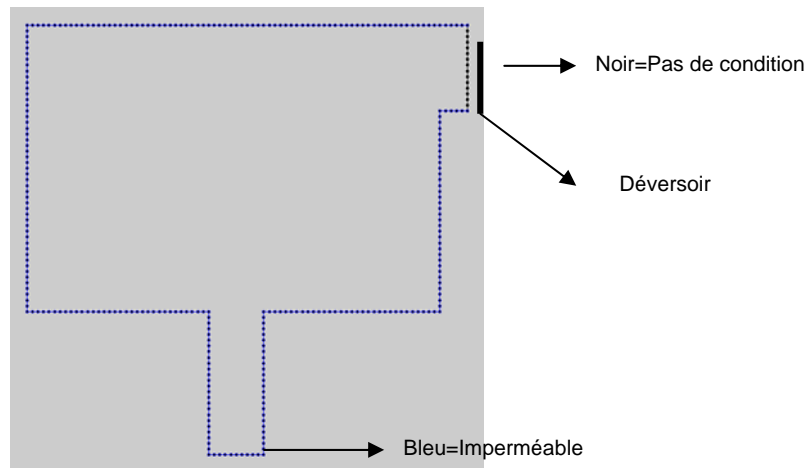


Figure IV-57 : Conditions limites sur le domaine de calcul.

En agissant de la sorte, le but présumé est que l'écoulement se dirige lui même vers un régime critique au passage du déversoir (régime observé dans les essais). Le problème est que l'écoulement après le déversoir est très mal déterminé derrière ce dernier suite à la diminution brusque de topographie. De plus, puisque l'écoulement n'est pas assurément en régime supercritique après le déversoir, la théorie des caractéristiques nous apprend qu'une condition limite aval est nécessaire à cet endroit. Or, il n'y en a pas. Dès lors, nous ne sommes pas sûrs de débiter correctement en ce lieu.

La solution pour passer en régime supercritique après le déversoir est d'avoir une pente de fond assez forte à cet endroit. De prime abord, nous pouvons imposer une topographie qui donne une pente suffisante mais il existe un autre moyen qui consiste en un artifice de représentation (figure IV-21). La topographie est maintenue constante après l'évacuateur au même niveau que celui-ci soit 1,02 mètre, et ce sont les axes du repère cartésien qui changent d'orientation. De cette façon, la pente que nous imposons après le déversoir est connue précisément contrairement à une topographie où la pente est évaluée par interpolation sur plusieurs mailles. Le système d'axe est incliné progressivement de maille en maille sur une distance d'une dizaine de cases. L'important est de s'assurer qu'au cours de la simulation la dernière maille reste toujours en régime supercritique (nombre de Froude supérieur à 1) de façon à ce qu'elle aille chercher ses informations en amont et non en aval où il n'y a pas de conditions (figure IV-22) [12].

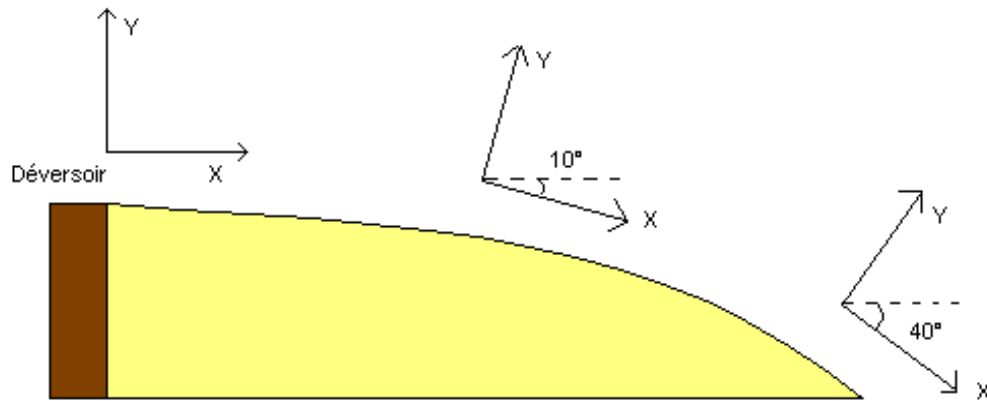


Figure IV-58 : Evolution des axes pour arriver en régime critique.

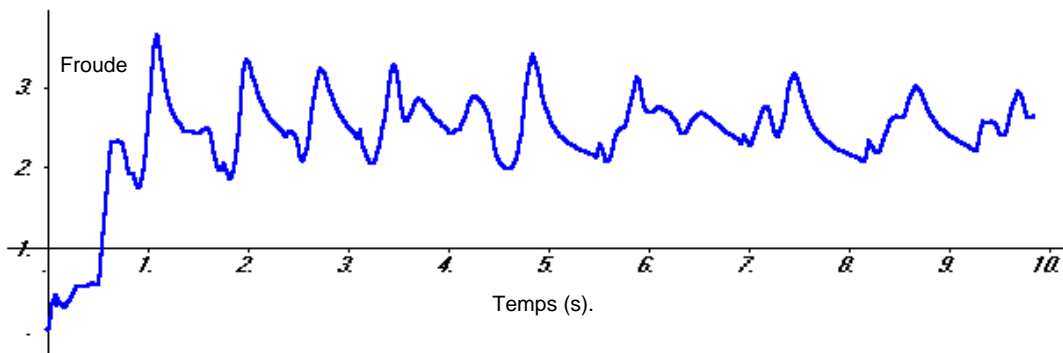


Figure IV-59 : Evolution du nombre de Froude en fonction du temps en aval du déversoir.

### IV.5 Comparaison des essais avec une simulation en forcings.

Notre première stratégie de simulation étant maintenant au point, nous pouvons avoir des résultats et les comparer aux données fournies par les essais. Les premières simulations s'effectuent sur des mailles de 4 centimètres de côté de façon à rendre le temps de calcul assez faible. Plus tard, si les premiers résultats sont concluants, nous affinerons le maillage pour plus de précision. Dans cette première série de calculs, nous considérons un bloc de 30 centimètres d'épaisseur car celui-ci crée les phénomènes les plus dissipatifs et donc les plus difficiles à modéliser. En outre, nous cumulon l'effet d'une topographie variable ainsi que les forcings décrits aux paragraphes précédents (figure IV-23 et IV-24). Pour l'instant, le calcul des forcings se fait sur une courbe de vitesse calculée numériquement et sans comparaison avec une courbe expérimentale. La raison est que le dispositif permettant les mesures de vitesses sur le modèle n'est pas opérationnel pour l'instant. Néanmoins, le calcul de la courbe se base sur des mesures au chronomètre des temps de chute et se révélera finalement proche de la courbe utilisée en définitive.

Comparaison Wolf2D - essais (bloc de 30cm, déversoir L=60cm, sonde en face du plan).

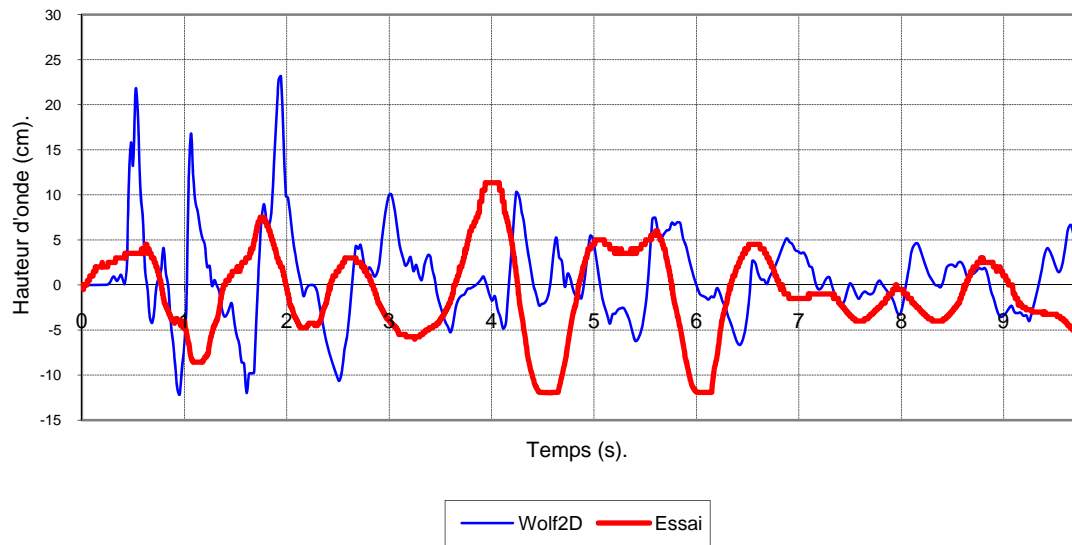


Figure IV-60

Comparaison Wolf2D - essais (bloc de 30cm, déversoir L=60cm, sonde sur le déversoir).

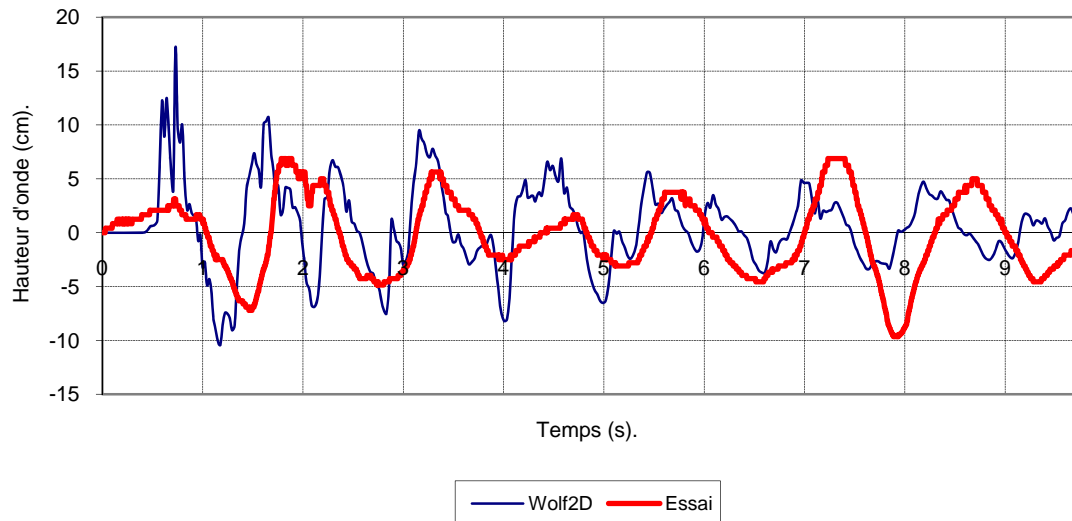


Figure IV-61

Les premiers résultats sont loin d'être concluants. Sur le déversoir, nous pouvons constater une meilleure adéquation qu'en face du plan incliné. Néanmoins, la période des ondes de la simulation est sensiblement différente de celle des essais. Au niveau de la sonde placée en face du plan, la période de la simulation est d'environ deux fois celle des essais. En outre, les amplitudes simulées sont beaucoup trop importantes.

Nous avons alors décidé de procéder à un premier changement dans la simulation. Nous allons supprimer l'effet de la topographie qui, comme nous l'avons vu plus haut, génère des colonnes d'eau apportant de l'énergie au système (figure IV-25).

Comparaison sans topographie mobile ou avec (sonde en face du plan).

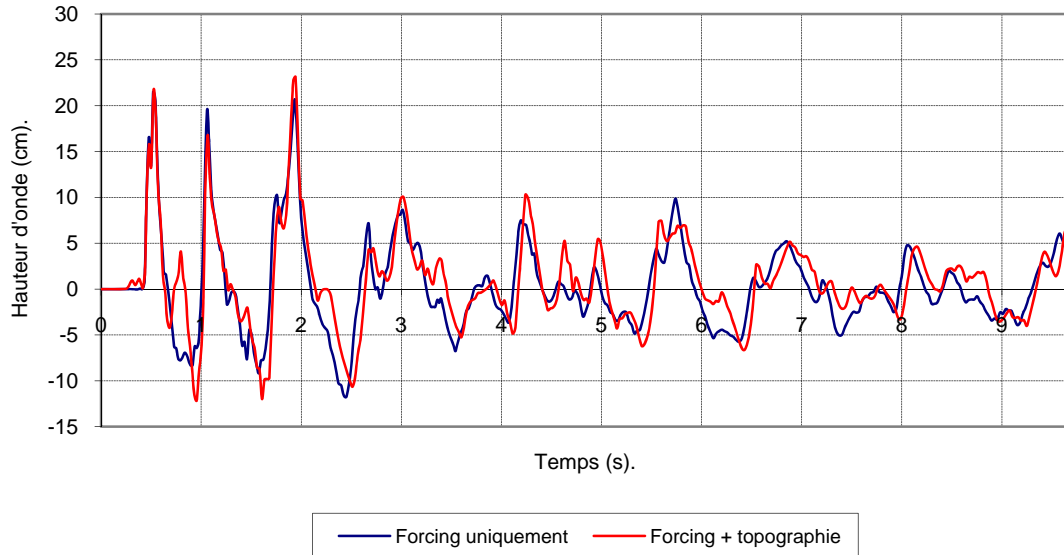


Figure IV-62

Nous constatons qu'il y a très peu de différences entre les deux courbes, ce qui nous incite à dire que le forcing tel qu'il est appliqué est dominant sur l'effet de topographie. De plus, la période des ondes est toujours trop petite ce qui signifie que les ondes se propagent à une trop grande vitesse. Ce phénomène peut être dû à l'utilisation des forcings. Ceux-ci sont imposés à la même vitesse que le déplacement du bloc. En tant que forces de surface, ils agissent en créant une vague devant le bloc et ne permettent pas à une partie de l'eau de repartir au-dessus du bloc (interaction de la célérité des ondes et de la vitesse du bloc). La simulation donne dès lors des ondes plus grandes et aussi plus rapides.

Nous tentons dès lors une simulation en topographie mobile uniquement afin de comparer les résultats qu'elle fournit (figure IV-26).



Comparaison avec ou sans forcings (sonde en face du plan).

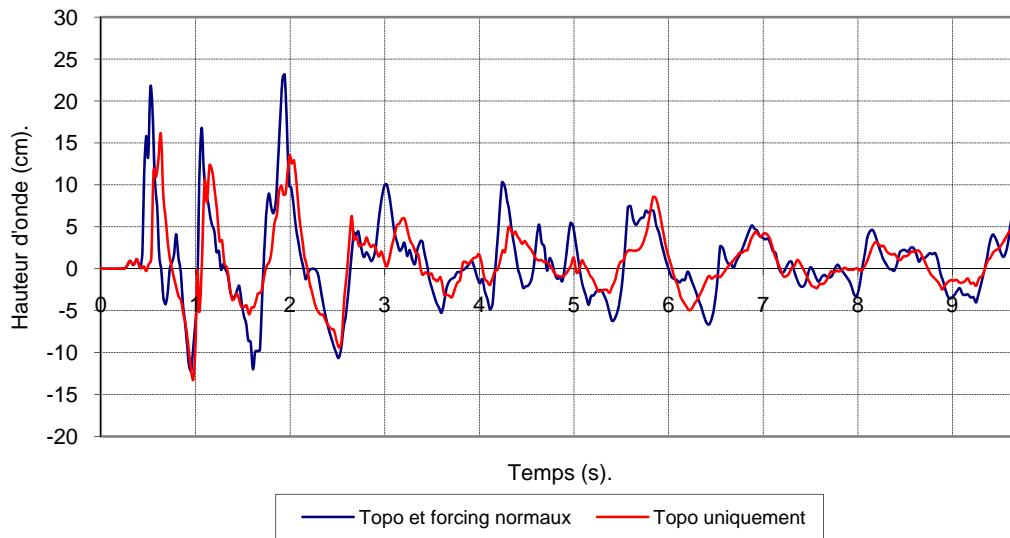


Figure IV-63

Nous constatons qu'il y a très peu de différences entre les deux courbes. L'onde initiale est un peu ralentie mais la période est toujours trop petite. Un essai en diminuant le forcing est également mené (figure IV-27).

Comparaison en diminuant le forcing (sonde en face du plan).

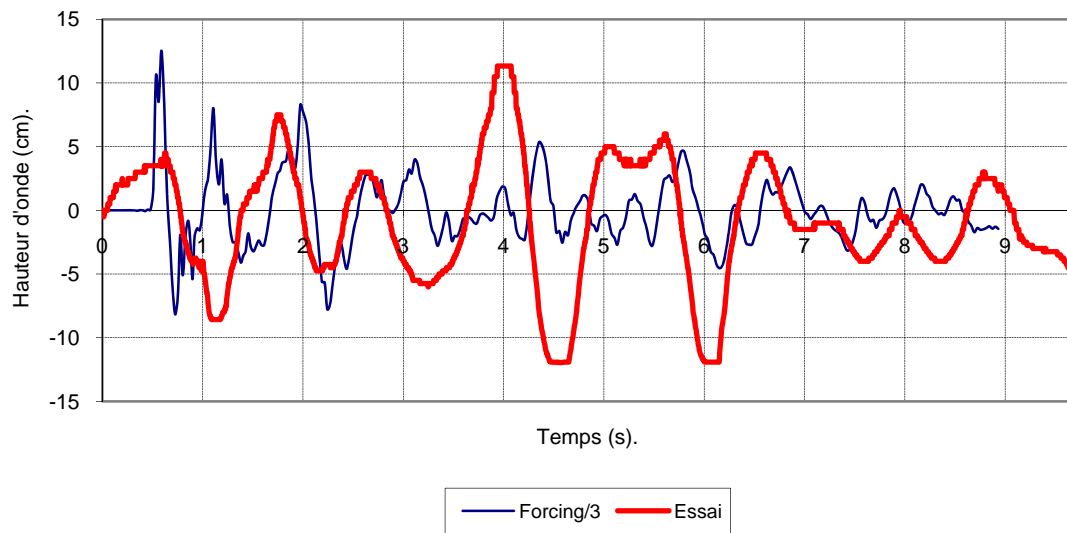


Figure IV-64

Le résultat n'est pas concluant, des problèmes de période persistent, la courbe est trop chahutée. La solution de modélisation par forcing est dès lors considérée comme une impasse. Une reconsidération de notre position s'impose.

Nous estimions que le phénomène était à priori simple à analyser et à modéliser, mais nous nous sommes trompés et nous avons une mauvaise vision du déroulement du phénomène, ce qui induit inévitablement une mauvaise approche de simulation. C'est pourquoi nous avons décidé de faire plusieurs films en vidéo numérique afin de comprendre la succession des ondes et leur origine. A la suite de ces simulations infructueuses, nous avons également décidé de nous lancer sur une autre piste que nous détaillerons plus loin.

#### **IV.6 Analyse des vidéos enregistrées.**

Nous constatons tout d'abord que nous perdons une certaine quantité d'eau qui passe par dessus le mur qui se trouve en face du déversoir. Ce fait était déjà connu lors des premiers essais et constitue une perte de volume qui semble rester négligeable par rapport aux quantités déversées et au volume du bac.

Dans les essais précédents, nous avons également constaté la présence d'un "splash" important lors de l'entrée du bloc dans l'eau (figure IV-28). C'est d'ailleurs lui qui est la cause des pertes décrites ci-dessus. Mais le fait le plus important est que ces éclaboussures constituent une grande perte d'énergie qu'il n'est pas possible d'estimer. Néanmoins, en diminuant les valeurs de forcings, nous devrions pouvoir saisir le phénomène si notre approche de simulation est correcte. Or, ce n'est pas le cas comme on le constate dans le graphique précédent.



Figure IV-65 : "Splash" lors de l'entrée du bloc dans l'eau.

Il apparaît également sur les vidéos un phénomène dont le caractère n'est pas ondulatoire. Au même instant que le bloc pénètre dans l'eau, une sur-hauteur quasi instantanée est enregistrée au niveau des sondes (figure IV-29 et IV-30). Nous voyons d'ailleurs sur les vidéos une augmentation globale du niveau de la surface libre sans la présence d'aucune onde. Ce phénomène est caractérisé par une très grande vitesse ce qui ne permet pas de l'expliquer par la propagation d'une vague. Dès lors, l'hypothèse dégagée est que la violence de l'impact du bloc sur la surface libre fait que l'eau transmet de l'énergie en masse de par son incompressibilité. La sur-hauteur qui en résulte est plus importante dans l'axe du bloc que sur les côtés ce qui montre un phénomène d'inclinaison globale du niveau de surface libre autour du point d'impact.



Figure IV-66 : Sur-hauteur instantanée lors de l'impact.

Bloc de 30 cm, sur hauteur d'ensemble due à l'impact ( $L_{dév} = 60$  cm).

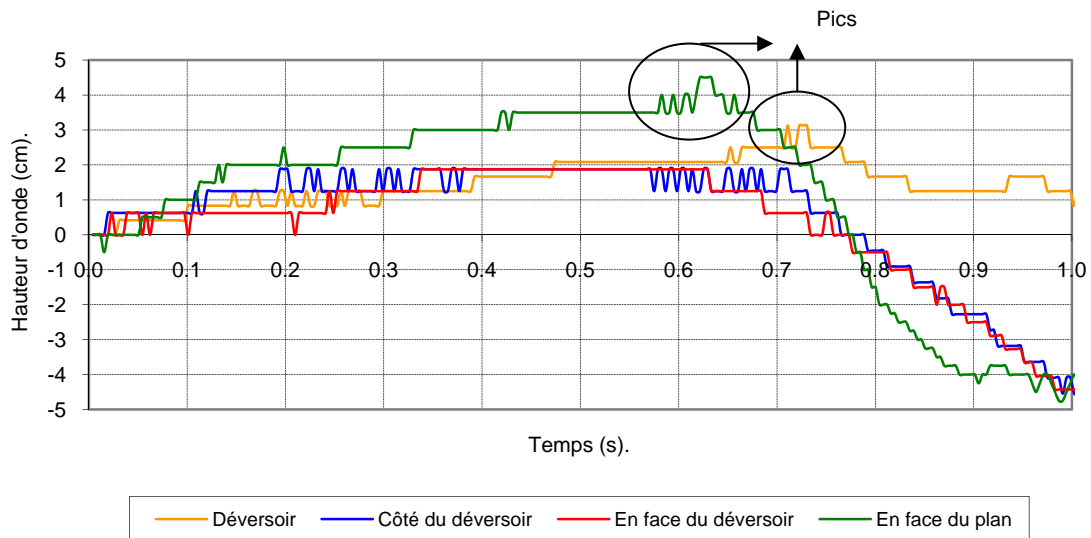


Figure IV-67

La présence de cette surface libre en pente induit inévitablement un champ de vitesse dans le bassin qui peut contribuer à la modification des ondes au cours du temps. Dès lors, il semble important de pouvoir capter ce premier phénomène. Le logiciel n'étant pas capable de tenir compte d'un tel processus, nous imposerons un champ de vitesse initial afin de se rapprocher du processus observé.

Nous remarquons également un bref pic au sommet de la première onde de la courbe représentant la sonde en face du plan et celle au déversoir (figures IV-30, IV-31 et IV-32). Ce pic est uniquement présent au niveau de ces sondes et pas sur les autres. L'origine de cette perturbation est une petite onde qui se propage au pied du "splash" lors de l'entrée du bloc dans l'eau.



Figure IV-68



Figure IV-69

A la suite de l'effet de masse et du pic décrits précédemment, une onde de dépression apparaît qui est, à notre sens, une combinaison de deux phénomènes :

- Le retour du battement décrit au paragraphe précédent.
- Une diminution de hauteur d'eau due à l'appel de celle-ci derrière le bloc (figures IV-33 et IV-34). En entrant dans l'eau, le bloc crée derrière lui un passage totalement asséché qui se referme par des apports latéraux en eau. La rencontre des deux courants provoque une sorte de champignon qui crée une vague tout autour de lui en retombant. Ce sont ces apports brusques dans le sillage du bloc qui peuvent être la cause d'une diminution de niveau surtout aux sondes situées de par et d'autre du plan incliné.



Figure IV-70 : Zone sèche derrière le bloc.



Figure IV-71: Apports latéraux en eau.

L'amplitude des ondes de dépression est plus importante dans la direction du glissement ou vers le déversoir, c'est-à-dire où la quantité d'énergie transmise lors de l'impact est la plus importante (figure IV-35). L'onde de dépression est également plus importante que l'onde de pression initiale ce qui montre une influence de l'appel d'eau derrière le bloc.

Bloc de 30 cm, onde de dépression ( $L_{dév} = 60$  cm).

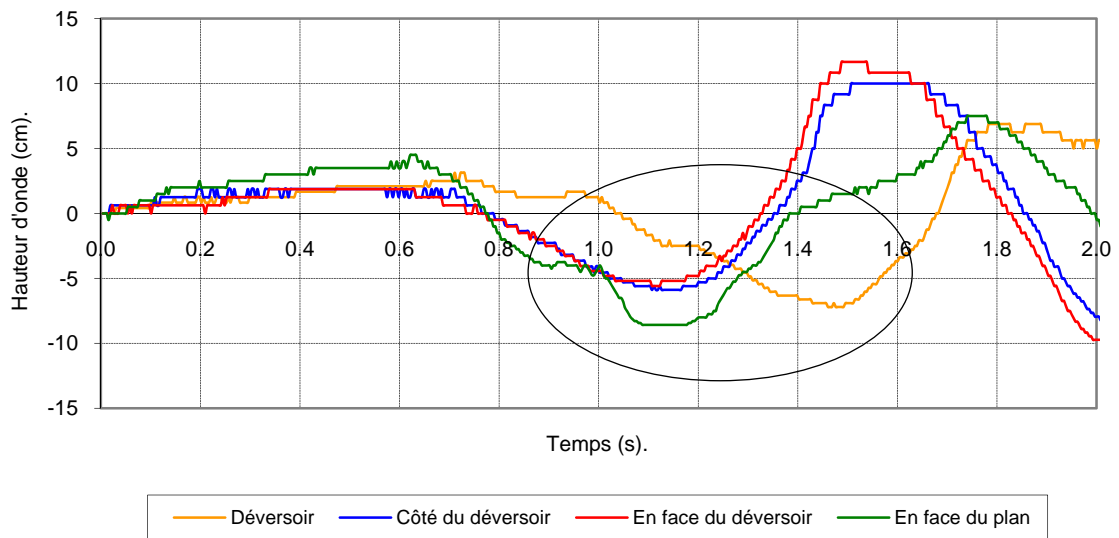


Figure IV-72

Ensuite, nous atteignons la première grande onde de pression (figure IV-36 et IV-37). Lorsque les deux apports latéraux en eau se rencontrent à l'arrière du bloc, ceux-ci forment une sorte de geyser qui retombe ensuite pour créer la vague de pression. L'onde est plutôt générée selon un cercle. L'amplitude positive des ondes est plus importante sur les côtés du plan incliné car l'onde de dépression précédente y est plus faible. Mais l'amplitude globale (onde négative ajoutée à l'onde positive) est identique. Il s'ensuit alors de nombreuses réflexions.

Bloc de 30 cm, onde provenant de l'arrière du bloc ( $L_{dév} = 60$  cm).

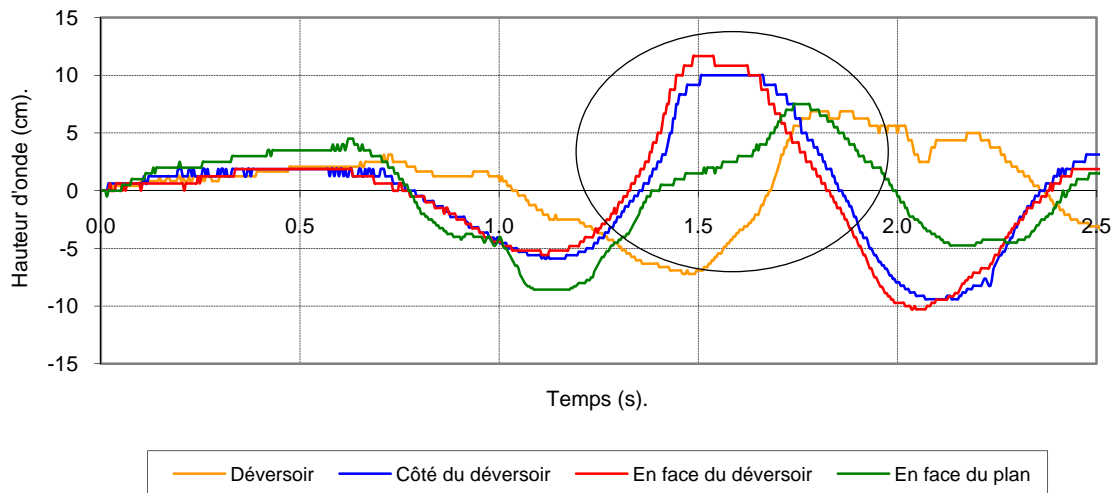


Figure IV-73



Figure IV-74

## IV.7 Nouvelles voies de simulation.

Il ressort du visionnage des vidéos une meilleure compréhension des phénomènes qui se déroulent au cours d'un essai. Certains de ces faits sortent malheureusement du domaine d'application de Wolf2D.

En premier lieu, le splash initial est une source de perte d'énergie et de volume qu'il faut tenter de minimiser. Dès le début, le choix de la forme du bloc n'est pas judicieux du point de vue de la pénétration dans l'eau. L'avant du bloc a en effet tendance à emprisonner de l'air lors de l'entrée dans le bac et cette occlusion est la source du grand splash que nous constatons.

Nous avons donc décidé d'offrir un meilleur profil au bloc en lui donnant une forme de parallélogramme (figure IV-38 et IV-39). De cette façon, l'eau a plus de facilités pour passer



par dessus le bloc et crée moins d'éclaboussures donc moins de pertes d'énergie. Quelques essais ont été entrepris de façon à vérifier nos hypothèses et les résultats sont concluants.

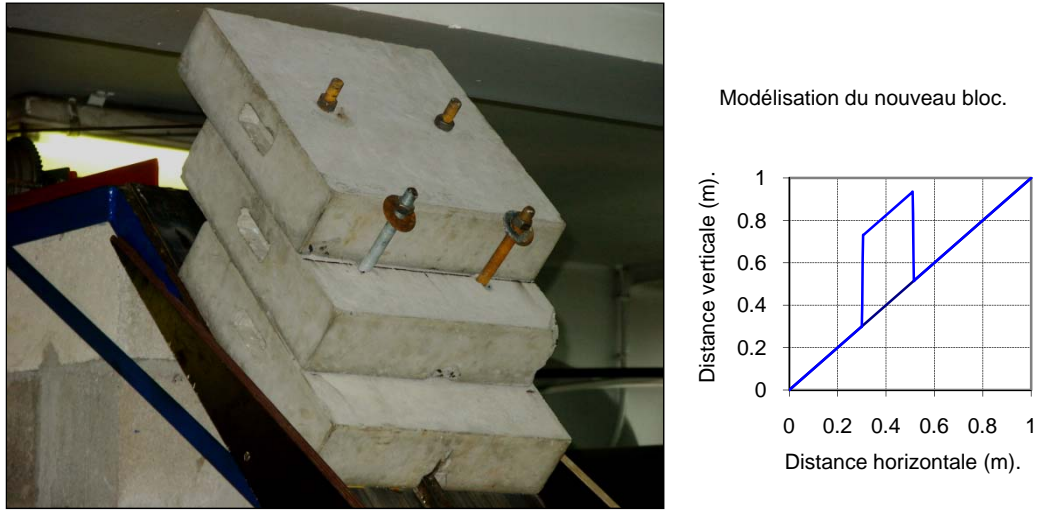


Figure IV-75 et Figure IV-76 : Nouvelle configuration du bloc.

L'entrée dans l'eau est beaucoup moins violente et, il faut l'admettre, la forme du bloc est plus proche de celle d'un glissement réel. Les ondes générées présentent la même période que dans les essais précédents mais possèdent une amplitude moins grande. La première onde, due à l'incompressibilité de l'eau est également plus faible ce qui prouve que le phénomène d'impact s'est affaibli. L'illustration de ces faits peut être constatée sur la figure IV-40. Les résultats au niveau des autres sondes sont disponibles en annexe.

Comparaison entre l'ancien et le nouveau bloc (bloc de 30cm, déversoir L=60cm, sonde en face du déversoir).

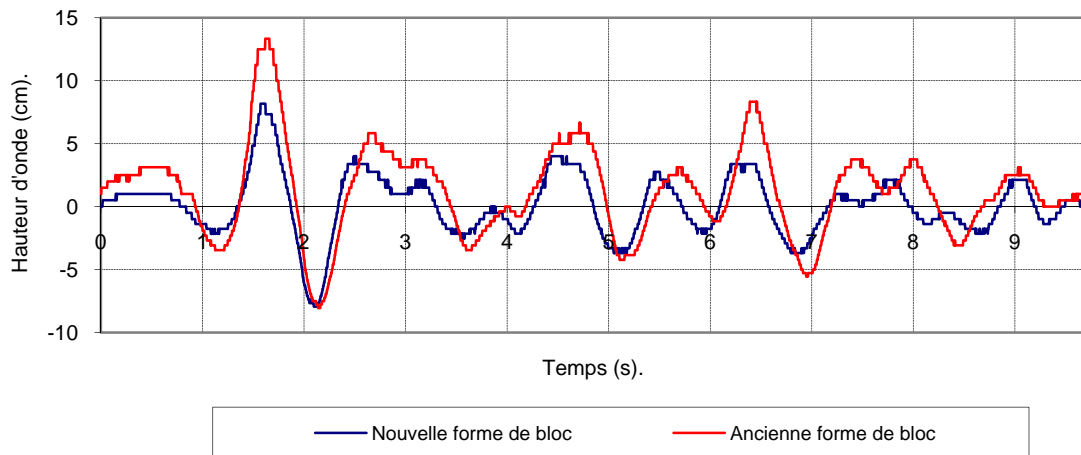


Figure IV-77

En ce qui concerne la seconde onde enregistrée, les deux sources qui sont supposées en être la cause ne sont pas toutes prises en compte par la simulation.

L'effet de mouvement de masse n'est pas pris en compte par les équations de Wolf2D et est difficilement modélisable dans la simulation.

L'appel d'eau à l'arrière du bloc n'est pas bien traité par les équations dès lors que le passage derrière la masse s'est asséché à cause du passage du bloc.

En conséquence, nous pourrions difficilement modéliser la première onde de pression et la première onde de dépression.

La nouvelle stratégie que nous allons développer se base sur un parallélisme avec la théorie des ruptures de barrages. Dans certains développements, la vitesse du front d'onde créé lors de la rupture est imposée par le mouvement d'un piston fictif. La même approche est poursuivie ici en venant imposer au fluide une vitesse identique à celle du bloc. Pratiquement, on raisonne en terme de débits par unité de largeur en imposant sur les mailles où le bloc se situe une vidange ou un remplissage de maille de valeur égale à la vitesse du bloc multipliée par la hauteur immergée de celui-ci. La vitesse en question provient des courbes cinématiques relatives à la résolution de l'équation dynamique du mouvement du bloc tout comme dans l'approche "forcings".

Nous utilisons également la topographie mobile comme précédemment. L'imposition de la vitesse à l'interface bloc-eau en même temps que la variation topographique assure en quelque sorte la création d'un espace "libre" pour cette dernière (figures IV-41 et IV-42). De cette façon, l'ambiguïté sur les sur-hauteurs créées par la topographie quand nous utilisons les forcings disparaît.

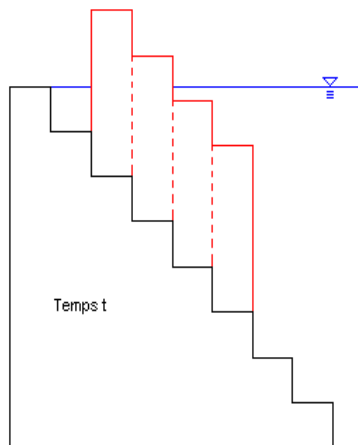


Figure IV-78

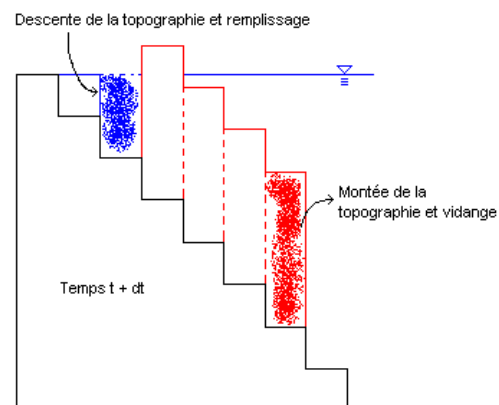


Figure IV-79



## IV.8 Parallélisme chronologique entre essais et simulations.

Dans ce paragraphe, nous allons comparer les phénomènes générés dans la simulation et les observations que nous avons faites en filmant. Pour chaque étape du processus, nous allons confronter un extrait de simulation représentant la surface libre du réservoir avec une image tirée des vidéos (figures IV-43 à IV-55, échelle en mètres). Les deux courants de retour qui referment le sillage et qui créent finalement la vague principale ne peuvent malheureusement pas être modélisés car nous ne parvenons pas à refermer suffisamment rapidement le sillage au cours des simulations. Le phénomène est très certainement trop tridimensionnel à ce moment pour être cerné. Dès lors nous propageons une vague, qui est le résultat de ce processus, en créant tout de même la formation de quelques intumescences derrière le bloc. Cette vague est créée sur base d'une courbe de vitesse proche de celles mesurées.

- Sur-hauteur initiale presque instantanée.



Pas prise en compte.

Figure IV-80

- Vague provenant de l'avant du bloc (négligeable).



Pas prise en compte.

Figure IV-81

- Descente globale de niveau qui suit.



Figure IV-82

Pas prise en compte.

- Première grande onde de pression.



Figure IV-83

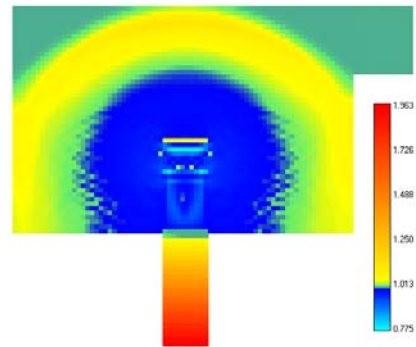


Figure IV-84

- Arrivée de la vague au déversoir et intumescence au-dessus du bloc.



Figure IV-85

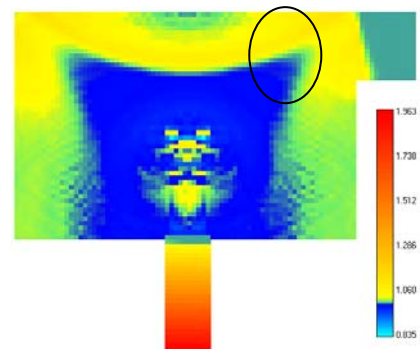


Figure IV-86



Figure IV-87

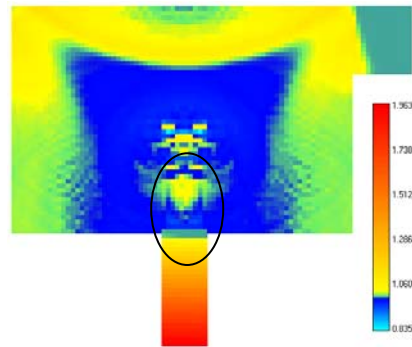


Figure IV-88

- Réflexion de l'onde primaire, sur-hauteur à la sonde en face du plan.



Figure IV-89

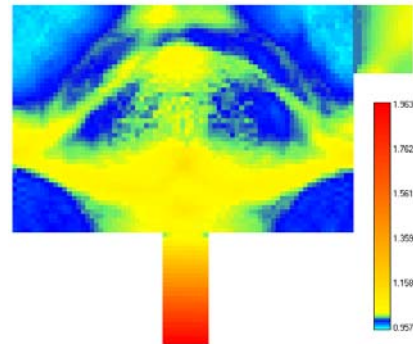


Figure IV-90

- Pic maximum en face du plan.



Figure IV-91

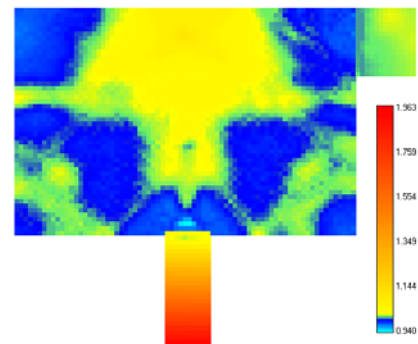


Figure IV-92

Ensuite, les différentes phases deviennent difficiles à discerner vu le grand nombre de réflexions qui interviennent.

## IV.9 Résultats de simulation avec une vitesse imposée à l'interface.

Dans un premier temps, nous réalisons des simulations sans imposer de champ de vitesse initial dans le réservoir. De ce fait, la première onde de pression et de dépression ne pourront être captées. L'origine des temps de la simulation est dès lors décalée pour que les premiers pics coïncident. En outre, un coefficient de réduction de 0,1 est appliqué sur le débit imposé à l'avant du bloc de façon à tenir compte de l'effet de dissipation engendré par le "splash initial" (figure IV-57). Un coefficient de 0 est appliqué à l'arrière car la traînée est complètement sèche et que c'est uniquement la face avant du bloc qui crée la zone sèche à l'arrière en repoussant l'eau.

Les courbes de vitesse de chute du bloc sont cette fois disponibles mais leur utilisation ne fournit pas de bons résultats. En effet, comme nous sommes dans l'impossibilité de modéliser correctement la fermeture du sillage derrière le bloc, la phase d'impact ne conduit qu'à générer des perturbations qui devraient en fait être le splash initial. Le pic de vitesse ultérieur génère lui la vague dominante. En outre, comme ce pic représente un échange interne d'énergie (l'eau pousse le bloc et celui-ci repousse l'eau devant lui), nous ne devons pas en tenir compte dans la simulation. Comme précisé avant, nous allons générer la vague résultant de la fermeture du sillage mais sur base d'une courbe de vitesse un peu moins abrupte que les mesures enregistrées de façon à créer une onde significative (figure IV-56).

Courbe effectivement utilisée en simulation.

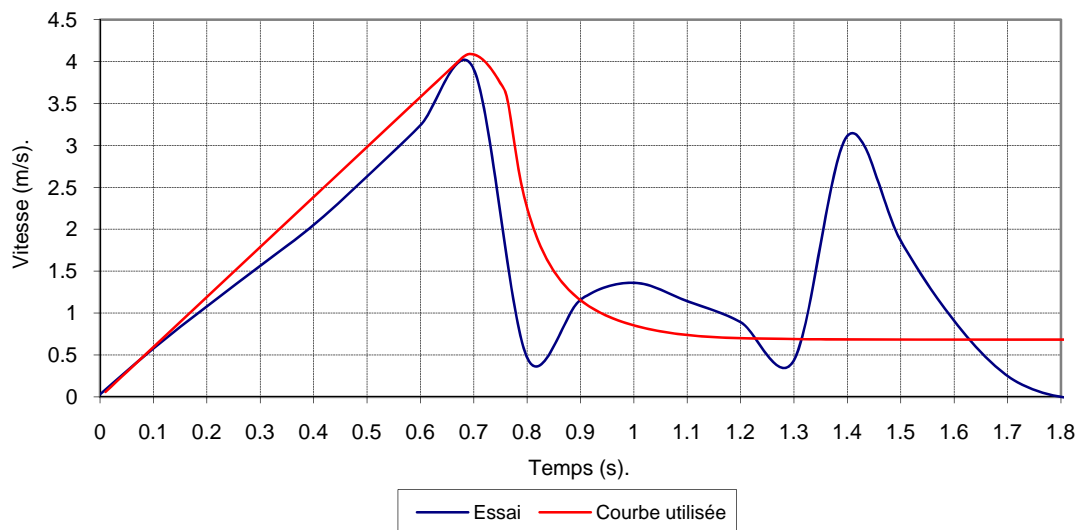


Figure IV-93

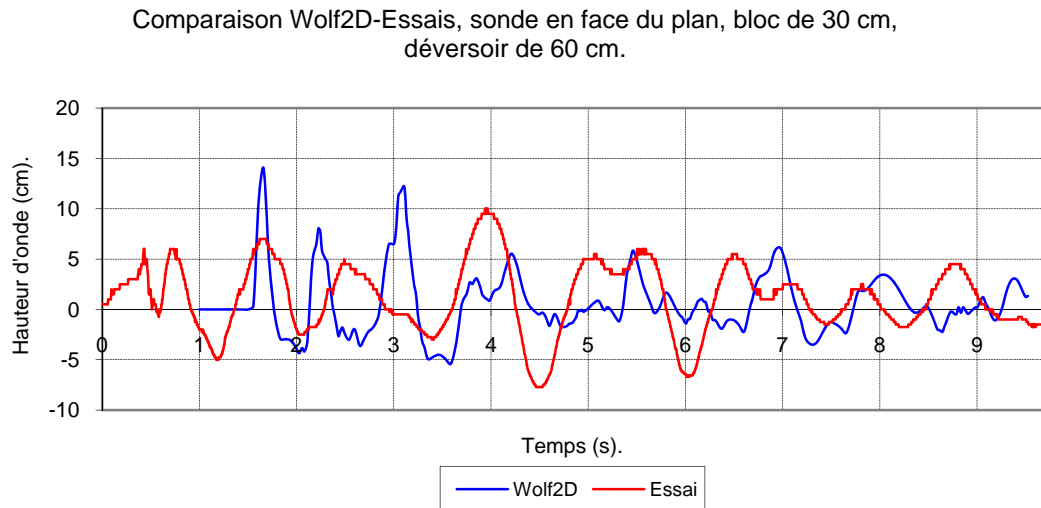


Figure IV-94

Nous remarquons que la période des ondes est de nouveau trop petite mais que la surface libre est moins chahutée que lors de l'utilisation des forcings. L'apport de cette nouvelle approche est donc positif et ce nouveau concept représente plus physiquement le phénomène observé.

Le premier pic observé dans la simulation semble plus important que celui des essais, mais il faut se souvenir que nous négligeons la première oscillation. Dès lors, l'amplitude de comparaison pour le premier pic est environ  $7 - (-5) = 12$  centimètres pour la sonde en face du plan.

En outre, nous remarquons une ressemblance assez frappante entre la forme des pics.

Ce fait se confirme également au niveau de la sonde du déversoir et se voit moins bien au niveau des sondes placées sur les flancs du plan incliné (endroit beaucoup plus chahuté).

Il semble donc que la célérité des ondes engendrée dans la simulation soit trop élevée.

Comme nous l'avons précisé lors de l'analyse des essais dans le chapitre 3, la célérité de la première onde de pression est fort proche de la valeur  $u + \sqrt{gh} \cong 3,2 \text{ m/s}$  qui est d'ailleurs utilisée par Wolf2D pour le calcul de la célérité. Mais par après, la célérité diminue fortement, en atteste une des premières réflexions observées. L'onde parcourt environ 2 mètres en 0,9 seconde soit une célérité de 2,2 m/s.

### IV.9.1 Calage par coefficient temporel.

Dès lors, avant d'utiliser une quelconque méthode visant à réduire la célérité des ondes, nous construisons une courbe issue d'une simulation précédente en appliquant un coefficient correcteur sur l'échelle temporelle. L'amplitude du premier pic est également adaptée pour tenir compte du fait que nous ne prenons pas en considération la première oscillation (figures IV-58 et IV-59).

Comparaison Wolf2D-Essais avec coefficient temporel, sonde en face du plan, bloc de 30 cm, déversoir de 60 cm.

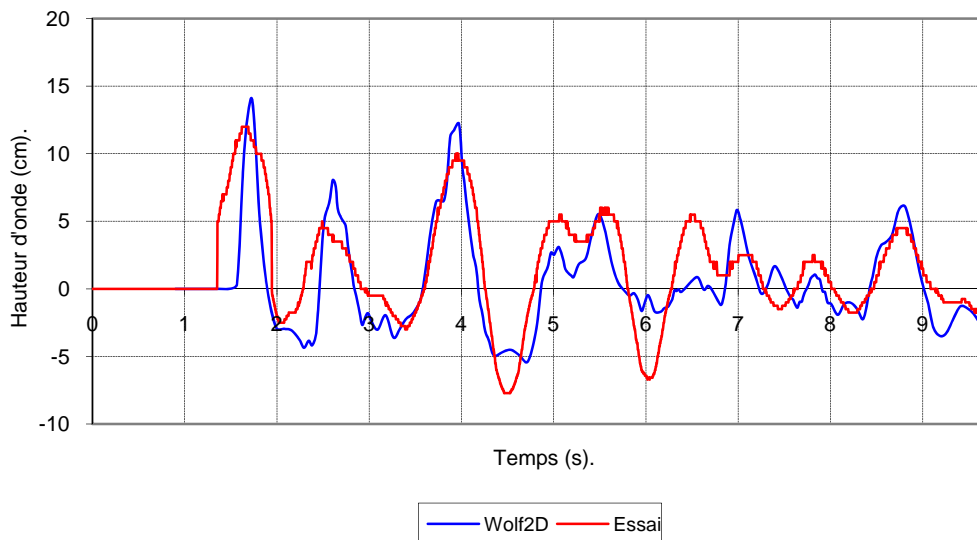


Figure IV-95

Comparaison Wolf2D-Essais avec coefficient temporel, sonde au déversoir, bloc de 30 cm, déversoir de 60 cm.

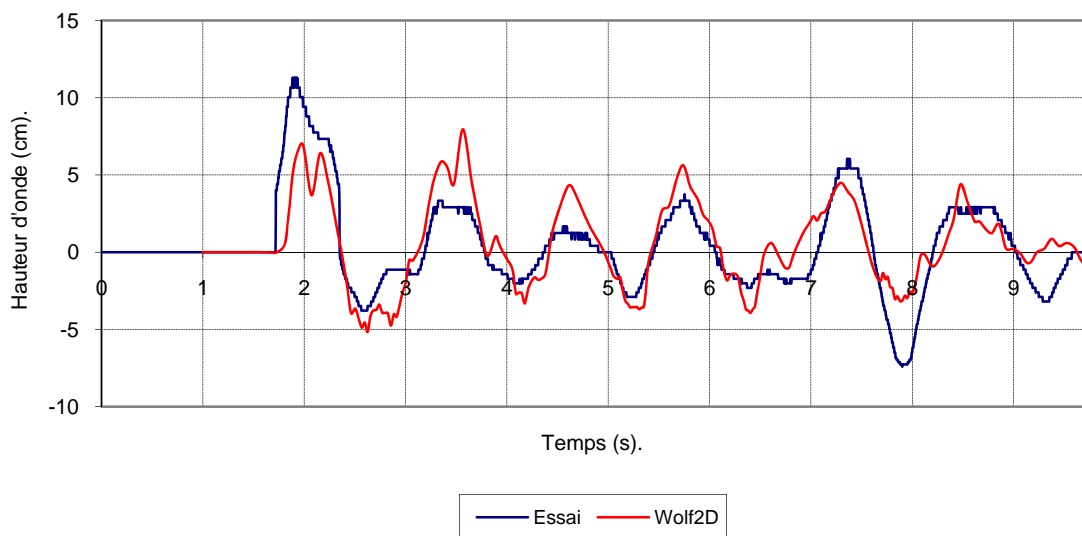


Figure IV-96

Le coefficient temporel de correction a une valeur de 1,55 jusqu'au quatrième pic et, ensuite, prend une valeur différente (1,2). Ces valeurs sont également celles qui sont utilisées pour obtenir la correspondance au niveau du déversoir.

Par contre, au niveau de la sonde en face du déversoir (figure IV-60), les coefficients sont différents. Ils sont toujours de 1,55 au départ mais ensuite, ils alternent entre 1 et 1,55. La première onde est d'amplitude un peu faible. Cela est dû au fait que nous imposons un débit uniquement dans l'axe du plan incliné et que le phénomène réel est davantage bidimensionnel.

Comparaison Wolf2D-Essais avec coefficient temporel, sonde en face du déversoir, bloc de 30 cm, déversoir de 60 cm.

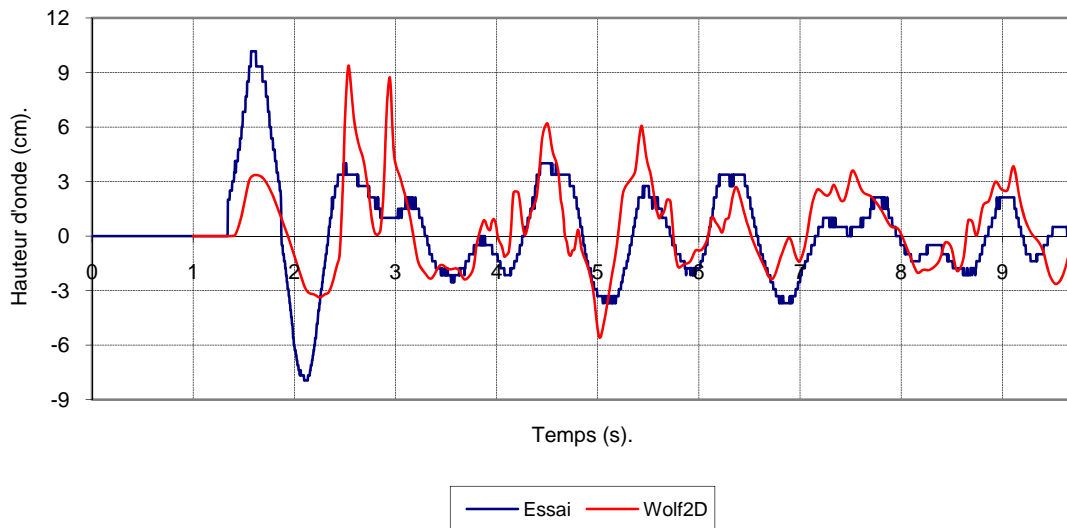


Figure IV-97

Au niveau de la dernière sonde, les résultats sont moins bons (figure IV-61). Les coefficients utilisés sont cette fois de 1,7 et 1 et ne diffèrent pas beaucoup des précédents.

Comparaison Wolf2D-Essais avec coefficient temporel, sonde du côté du déversoir, bloc de 30 cm, déversoir de 60 cm.

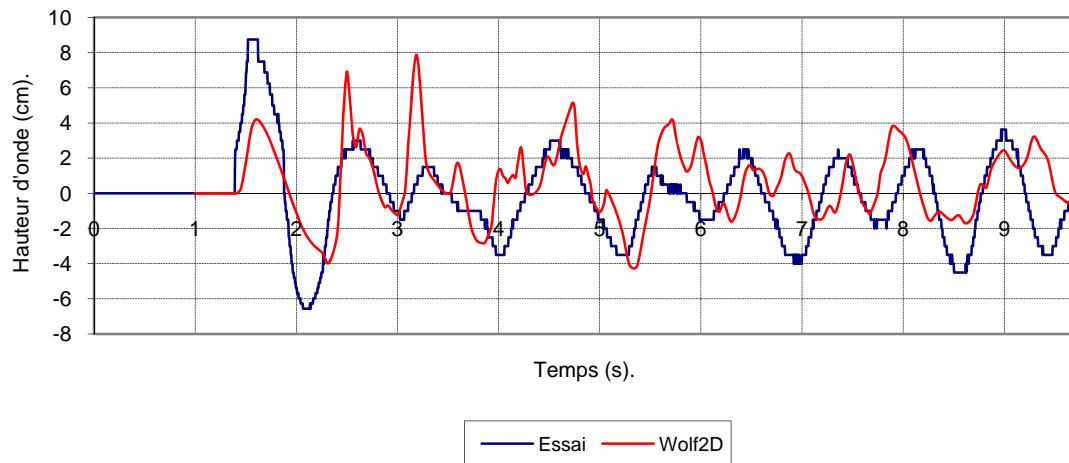


Figure IV-98

En conclusion, nous pouvons affirmer que la période des ondes de la simulation doit être augmentée.

Dans le but de cerner plus précisément la cause des mauvaises fréquences d'ondes constatées, nous allons étudier l'influence de divers paramètres hydrauliques et topographiques.

## IV.10 Influence de divers paramètres.

### IV.10.1 Coefficient de frottement.

Nous regardons ici l'influence d'une augmentation du coefficient de frottement sur toute la surface du réservoir (figure IV-62). Pour rappel le "Manning" ou plus précisément le coefficient  $K_{\text{Manning}}$  est un des paramètres qui entre en compte dans une relation entre la vitesse et le rayon hydraulique et qui caractérise la rugosité du fond. Plus celui-ci est grand, plus le fond du réservoir est lisse et la dissipation d'énergie faible (figure IV-61).



Influence du coefficient de frottement, sonde en face du plan.

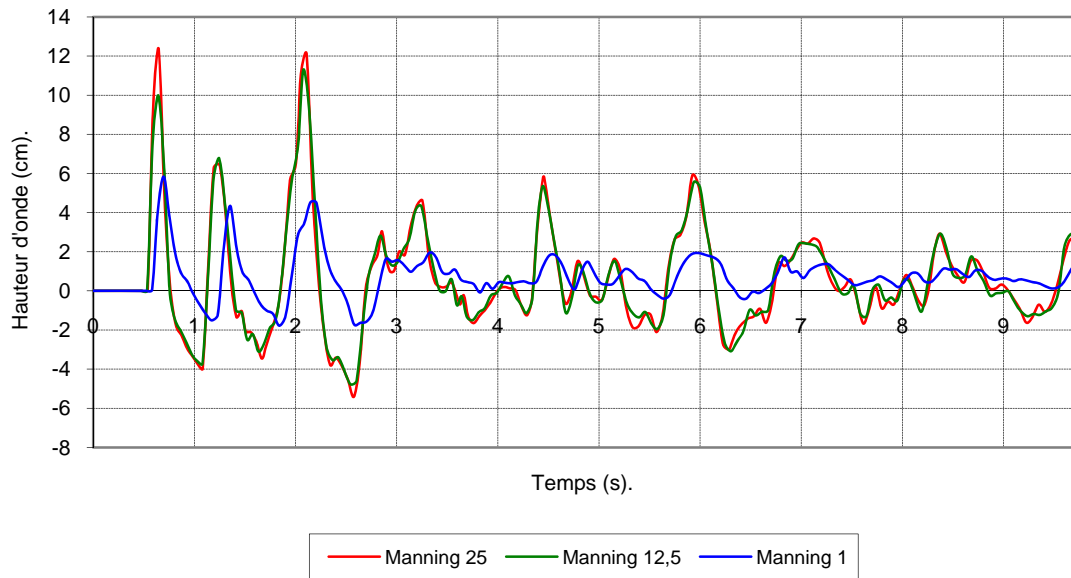


Figure IV-99

Nous constatons une faible modification pour les deux premières courbes mais une plus grande influence pour un Manning de 1. Néanmoins, la période des ondes est très peu influencée et c'est uniquement l'amplitude qui est diminuée (résultat d'un processus de dissipation intensif). Il faut en outre remarquer qu'un coefficient de 1 est relatif à un fond très rugueux constitué de gros enrochements. Nous sommes donc loin de la constitution du fond du modèle réduit (roofing) et nous pouvons conclure que le coefficient de frottement n'est pas la cause des problèmes de période.

#### IV.10.2 Frottement aux bords.

Le code de calcul de Wolf2D ne prend en compte que le frottement sur le fond et considère les bords comme des limites non frottantes. Il se pourrait donc que ce paramètre influence la vitesse de propagation. Dès lors, vu qu'il n'est pas possible d'utiliser des bords frottants, nous allons imposer sur les quelques mailles qui définissent le pourtour du bac, un coefficient de frottement supérieur, c'est-à-dire un Manning plus faible. Donc, lorsque les équations seront intégrées sur la hauteur, la frange périphérique du réservoir agira comme bord frottant (figure IV-63).

Prise en compte d'un frottement des bords latéraux, sonde en face du plan.

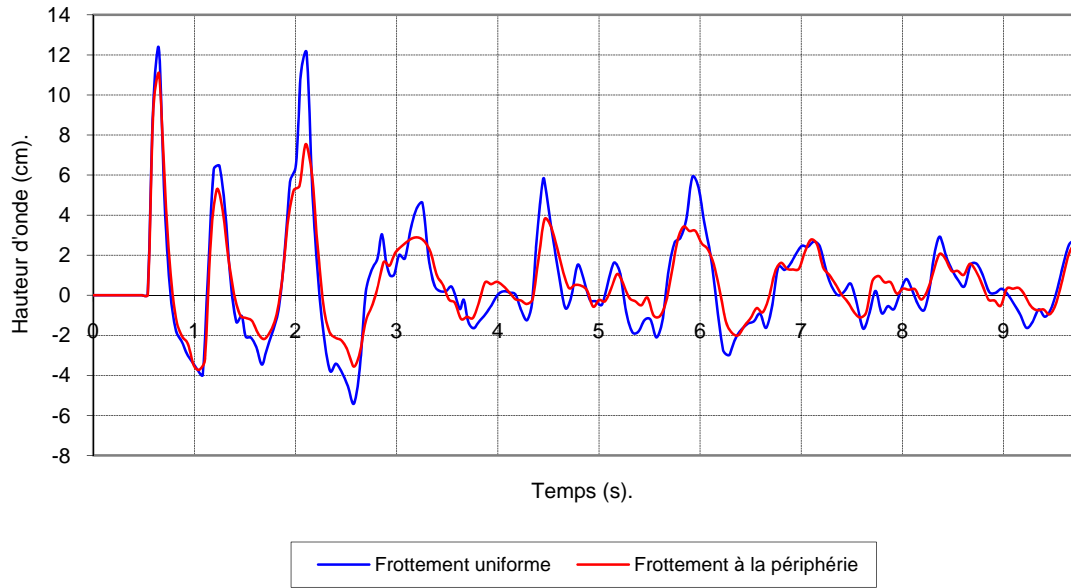


Figure IV-100

A la lumière de ce graphique, nous voyons certes que la période des ondes n'a pas changé mais que les amplitudes et les fluctuations brusques sont moins importantes. Les résultats de la simulation se rapprochent de ceux des essais qui fournissent des courbes beaucoup plus calmes. Dès lors nous continuerons à utiliser ce paramètre. Pour l'exemple précédent, un  $K_{\text{Manning}}$  de 2 est appliqué sur une largeur de trois mailles tout autour du réservoir. Cette valeur est trop importante mais a été choisie pour bien marquer l'apport de cette modification. En pratique, nous utiliserons une valeur de 1 sur les trois mailles périphériques.

#### IV.10.3 Conditions initiales de hauteur ou de vitesse et coefficient d'inégale répartition de vitesse.

Un autre paramètre à étudier est le coefficient d'inégale répartition de vitesse ( $\rho_w$ ) qui peut modifier la célérité des ondes [12]. Ce paramètre ne doit sa présence au sein des équations de l'hydraulique de surface qu'au désir d'exprimer toute contribution intégrale sous forme unidimensionnelle n'impliquant plus que les variables de débit  $q$  et de section  $\omega$ . Il synthétise, pour les équations intégrées sur la hauteur, certaines informations qu'elles ne sont plus à même de discerner, en l'occurrence certaines caractéristiques sur la forme du diagramme qu'adopte la vitesse. Ce témoin d'un caractère tridimensionnel de distribution résume, par sa seule contribution, une réalité physiquement difficilement caractérisable mathématiquement.

Par défaut ce paramètre prend la valeur unitaire et représente une distribution uniforme de la vitesse sur la hauteur. En outre, pour d'autres profils des vitesses (paraboliques par exemple), ce coefficient ne peut prendre que des valeurs comprises entre 1 et 2. L'expression de la vitesse à laquelle se déplace une onde de célérité  $c = \sqrt{gh}$  dans un liquide se déplaçant à la vitesse  $u$  est  $v = u\rho_w \pm c\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}\rho_w(1 - \rho_w)}$ . Sur base de cette équation, nous pouvons affirmer que les ondes sont accélérées si elles se propagent dans le sens du courant et qu'elles sont freinées si elles se déplacent à l'opposé de ce dernier ; tout ceci par rapport à une situation où  $\rho_w = 1$ .

Le but poursuivi se dessine alors plus précisément. Nous pouvons espérer que les ondes se déplacent à l'opposé du courant et dès lors leur vitesse de déplacement serait réduite. Plusieurs simulations ont été entreprises dans cette voie avec des coefficients allant jusque 2 mais aucune modification intéressante n'a été constatée.

Ces premiers essais ont été entrepris en négligeant la première oscillation enregistrée. Nous nous sommes alors posé la question de savoir si cette simplification pouvait influencer nos résultats. En effet, cette onde crée des conditions initiales de vitesse dans le bac qui peuvent modifier le problème et, peut-être, engendrer une opposition entre onde et vitesse dans le fluide.

Puisque nous ne sommes pas capables de donner naissance à ce phénomène tel qu'il se produit, nous entrons comme condition initiale de la simulation le résultat supposé de la première onde de masse à savoir un champ de vitesse (figure IV-64).

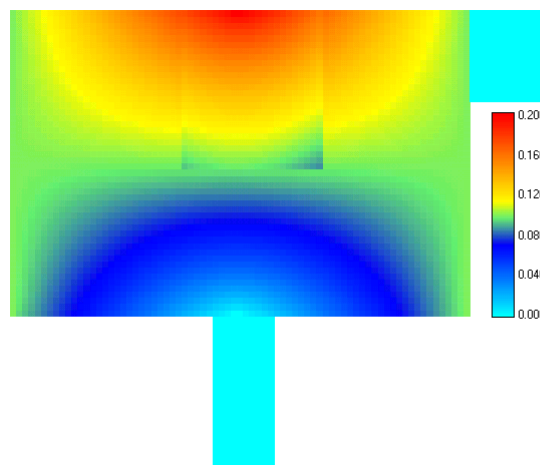


Figure IV-101 : Vitesses initiales en m/s.

Nous imposons ici le champ de vitesse une fois que le premier battement est développé. La vitesse a une valeur non nulle sur le pourtour du réservoir et une valeur nulle au point

d'impact du bloc. Les valeurs intermédiaires en une case sont obtenues par moyenne sur les cases adjacentes. Malheureusement, les résultats obtenus par cette méthode fournissent des courbes de moins bonne qualité que précédemment.

Il nous reste la solution d'imposer dans la simulation des conditions de hauteurs initiales de façon à représenter le premier battement observé (figure IV-65), mais les résultats obtenus ne sont pas intéressants.

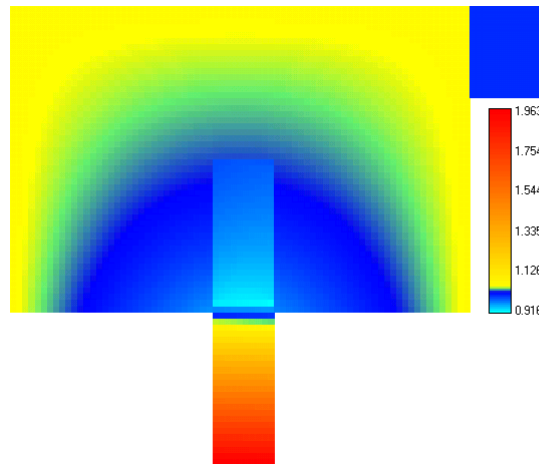


Figure IV-102 : Hauteur initiale en mètres.

En conclusion, il apparaît que l'imposition de conditions initiales est loin d'être évidente car il est difficile de les quantifier et d'imaginer ce qu'elles sont réellement.

## IV.11 Explication des problèmes rencontrés et résultats finaux.

### IV.11.1 Variation des coefficients temporels de calage.

Les résultats obtenus auparavant en imposant un facteur temporel multiplicatif sur la période des ondes corroborent assez bien les célérités calculées sur le modèle réduit. En effet, sur les 5 ou 6 premières secondes d'un essai, nous imposons un coefficient variant de 1,5 à 1,7. La valeur de 1,5 est tout à fait en accord avec le rapport des célérités de la simulation (environ 3,3 m/s) et celle des essais (environ 2,2 m/s). La valeur de 1,7 et les résultats de moins bonne qualité au niveau des sondes latérales sont certainement la cause des hypothèses de la simulation. En effet, nous modélisons le phénomène de retombée de l'eau à l'arrière du bloc par une vague avec une énergie dominante dans la direction du plan incliné. Or, au vu des vidéos, la retombée de l'eau crée une surface libre très agitée sur les côtés du plan incliné et ce que nous créons est beaucoup plus calme. Il s'ensuit que la qualité des résultats sera moins bonne à ces endroits.

Après les 5 ou 6 secondes où nous utilisons un coefficient de 1,5, nous sommes obligés d'utiliser une autre valeur plus faible. Ceci ne peut pas se justifier par un changement brusque des célérités. L'explication réside plus dans le fait que nous voulons absolument caler les pics de la simulation sur ceux des essais. Or, toutes les hypothèses et les approximations initiales font que le signal sorti des simulations se trouve dégradé avec le temps. Il faut donc se résoudre à ne considérer que les quelques premières ondes qui restent, elles, significatives.

#### IV.11.2 Période des ondes.

Nous avons vu précédemment que le coefficient d'inégale répartition des vitesses pouvait influencer la célérité des ondes. Malheureusement, il ne fait qu'accélérer ces dernières. Un autre facteur influence également la célérité des ondes dans les équations que nous utilisons, c'est la hauteur d'eau. Pour rappel,  $c = u \pm \sqrt{gh}$ .

Nous pouvons dès lors imaginer que le phénomène que nous représentons ne fasse intervenir qu'une certaine fraction de la hauteur d'eau totale. Tout se passerait alors comme si la couche inférieure ne subissait aucun mouvement et qu'elle serait uniquement le support de la couche supérieure. Nous pourrions d'ailleurs illustrer ce phénomène par ce qui se passe dans une mer profonde en présence d'une houle. Il est certain que la houle n'est pas du tout le même phénomène que celui qui nous occupe mais dans les deux cas, il vient un moment où la profondeur n'a plus d'influence sur la célérité des ondes.

Sans vouloir appliquer un modèle de houle au phénomène présent, nous pouvons remarquer que certaines théories linéaires s'en rapprochent assez bien. Ainsi, en considérant une houle en profondeur intermédiaire c'est à dire si  $0,04 < d/L < 0,5$  où L et d sont respectivement la longueur d'onde et la hauteur d'eau au repos. Nous connaissons la célérité ( $C = 2,2$  m/s),  $L = C.T$  où T est la période et la théorie nous donne  $L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right)$ . Grâce à ces équations, nous remarquons que dans le domaine de célérité envisagé, la profondeur influence peu cette dernière.

Il faut remarquer que les équations établies pour cette houle diffèrent de celles du code de calcul par la non hydrostaticité de la pression, par l'absence de frottement, par la présence de vitesses verticales non négligeables et qu'elles sont établies sur base de la connaissance préalable de la forme de la surface libre.

Dès lors, l'exploitation de ce style d'approche peut se révéler intéressant pour l'avenir.

Cette hypothèse a l'avantage de pouvoir se vérifier sur le modèle réduit. En effet, dès la construction du modèle, nous avons gardé la liberté de pouvoir régler la hauteur du seuil déversant. Celle-ci peut varier d'une hauteur de 1 mètre à 80 centimètres. Nous avons alors entrepris un essai en diminuant le niveau d'eau à 80 cm, mais il faut s'attendre à quelques différences. En effet, la modification du niveau d'eau entraîne également une modification de l'occupation de la surface libre puisque le plan incliné constitue une avancée non immergée (vues en 3-D sur les figures IV-66 et IV-67). Cette avancée perturbera le déroulement du phénomène (surtout au niveau des sondes placées à gauche et à droite du plan incliné) mais nous pourrons tout de même comparer les premières ondes qui ne sont pas encore influencées.

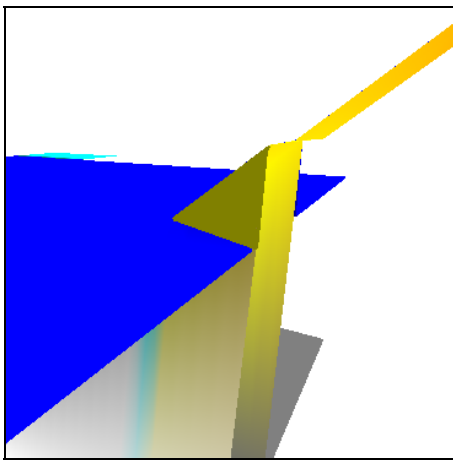


Figure IV-103 : Niveau d'eau à 80 centimètres.

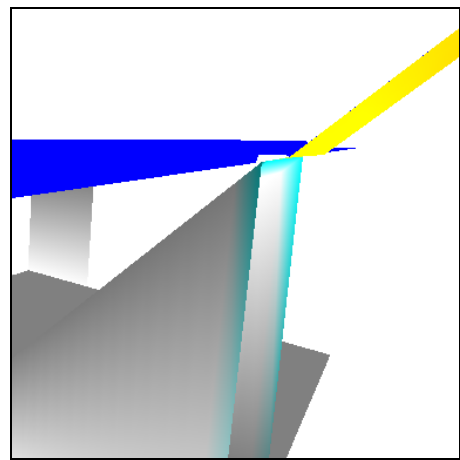


Figure IV-104 : Niveau d'eau à 1 mètre.

Les graphiques sont assez éloquentes. En outre, les différences d'amplitude sur la première onde proviennent du fait que la course du bloc a augmenté légèrement et, par conséquent, sa vitesse d'impact dans l'eau également (figures IV-68 et IV-69).

Comparaison entre des essais avec niveaux d'eau différents (sonde en face du plan).

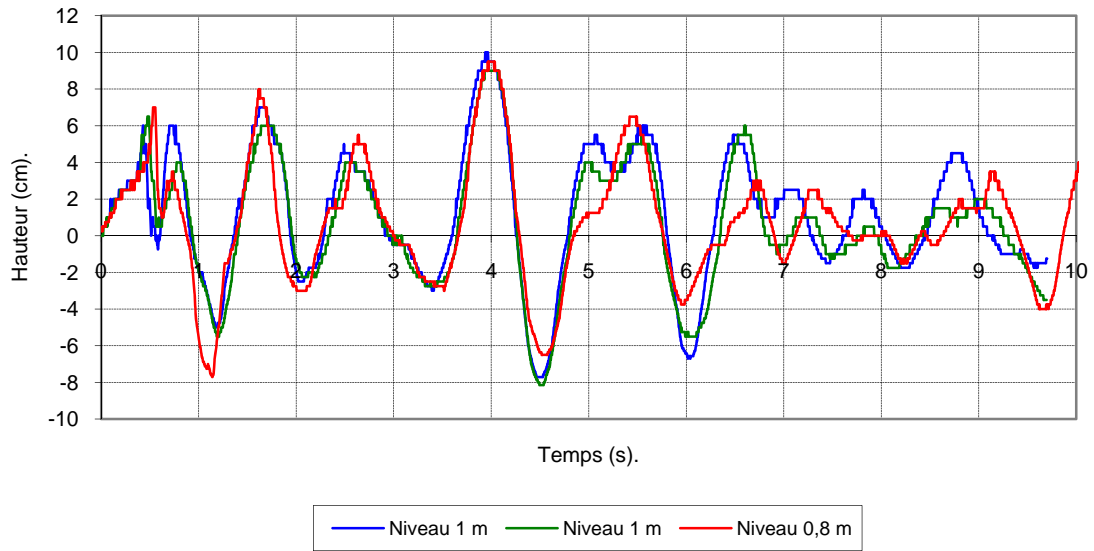


Figure IV-105

Comparaison entre des essais avec niveaux d'eau différents (sonde au déversoir).

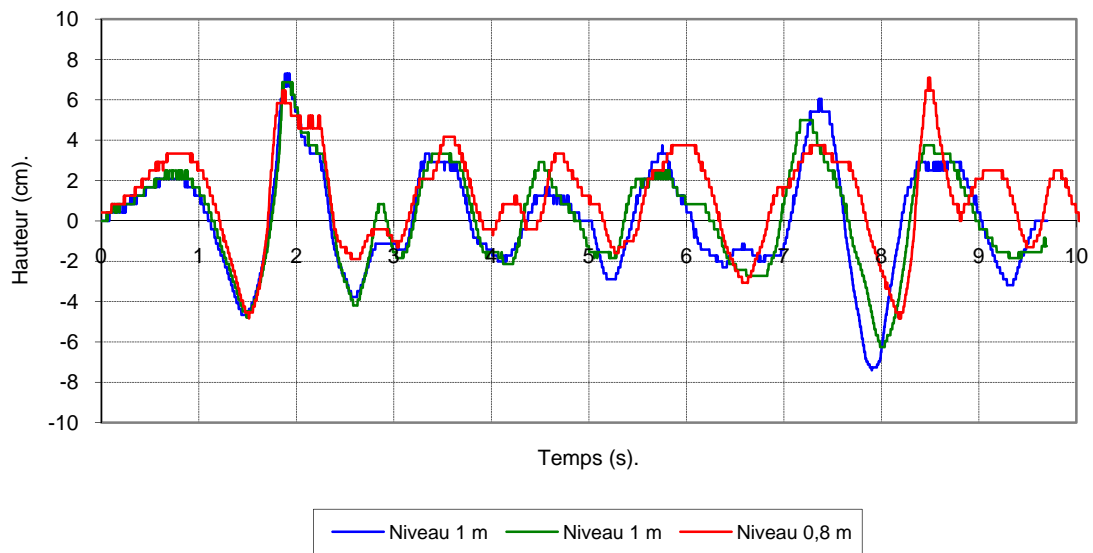


Figure IV-106

Les résultats sur les sondes latérales étant de moindre intérêt et ne faisant que corroborer les deux premiers graphiques, nous ne les présenterons pas ici.

Pour valider ces faits, il nous reste à simuler le phénomène dans un réservoir de profondeur réduite. La procédure consiste à relever le fond du réservoir de la valeur adéquate. La

profondeur requise peut se calculer par la relation  $c=\sqrt{gh}$  où  $c$  prend la valeur d'environ 2,2 m/s. La hauteur d'eau nécessaire vaut alors 45 centimètres. Il faut aussi remarquer que le calcul de la célérité de la première onde donne encore une valeur proche de 3 m/s. Puisque la hauteur d'eau a diminué et que cette célérité n'a pas elle diminué, nous pouvons en conclure que c'est la vitesse du bloc (environ 3 m/s) qui impose la célérité de l'onde sur le début du parcours de celle-ci.

Deux problèmes se posent pour cette nouvelle hypothèse de simulation :

- Le premier est que la course du bloc est maintenant réduite puisque la profondeur est réduite. Dès lors, nous communiquons moins d'énergie au fluide et les ondes sont de moins grande amplitude. La solution est de simuler la chute de la masse dans la configuration initiale du réservoir (1 mètre d'eau). Une fois que cette chute est terminée (suivant la courbe de vitesse adéquate) et que l'énergie est transmise (coefficient de 0,1 sur le débit à l'interface), nous arrêtons la simulation, nous stockons les résultats en tant que nouvelles conditions initiales, nous diminuons la hauteur d'eau et nous relançons la simulation sur base des nouvelles conditions de hauteurs et de débits.
- Le deuxième est relatif au coefficient de frottement. Vu que la profondeur a nettement diminué, la dissipation causée par le coefficient de frottement se fait plus ressentir. Or, la lame de fluide de 45 centimètres que nous considérons repose en réalité sur de l'eau également. A cette interface, mis à part les tensions de cisaillement internes au fluide, il n'y a pas de frottement. Pour tenir compte de cet effet, nous diminuerons la valeur du coefficient de frottement jusqu'à la valeur de 0,01.

#### **IV.11.3 Résultats finaux.**

Les résultats au niveau des 4 sondes sont présentés sur les figures IV-70 à IV-73. La simulation a été menée sur base de la courbe de vitesse décrite en figure IV-56 page IV. 84.



Hauteur d'eau fictive de 45 cm (sonde en face du plan).

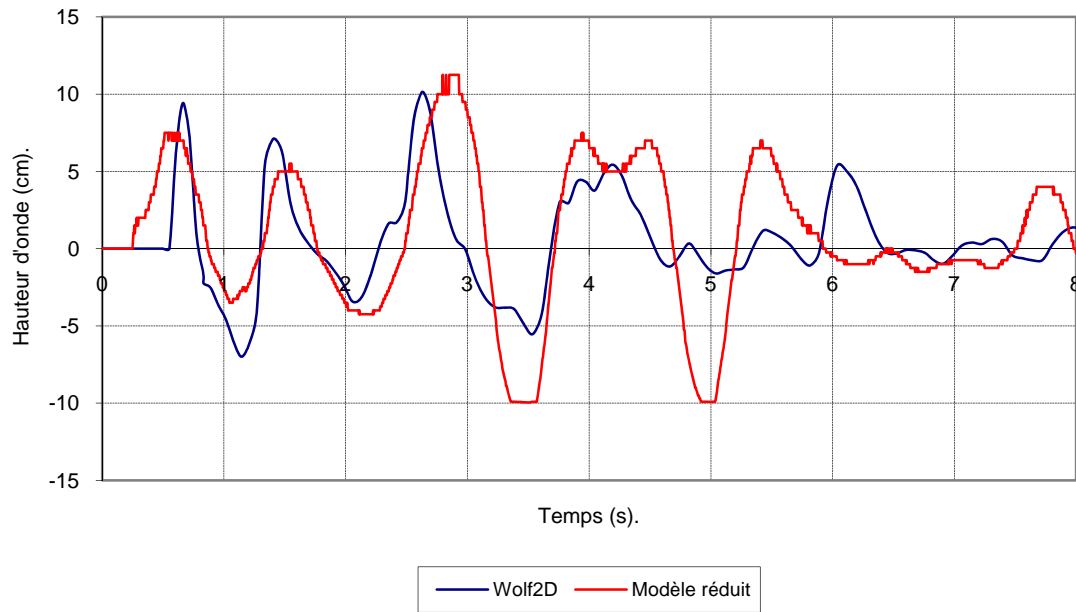


Figure IV-107

Hauteur d'eau fictive de 45 cm (sonde au déversoir).

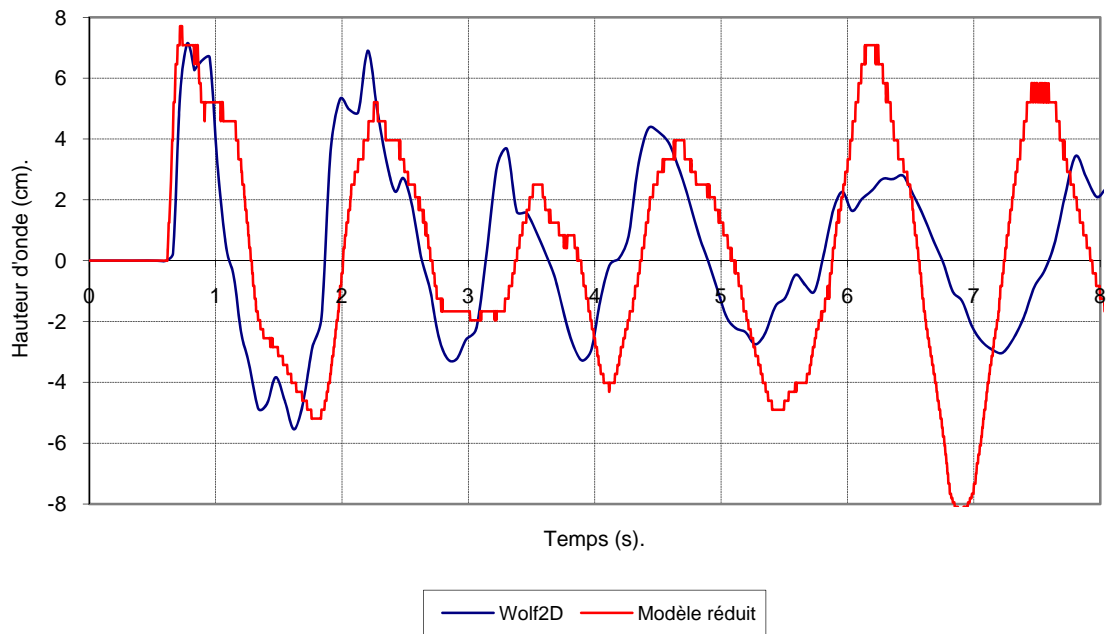


Figure IV-108

Hauteur d'eau fictive de 45 cm (sonde en face du déversoir).

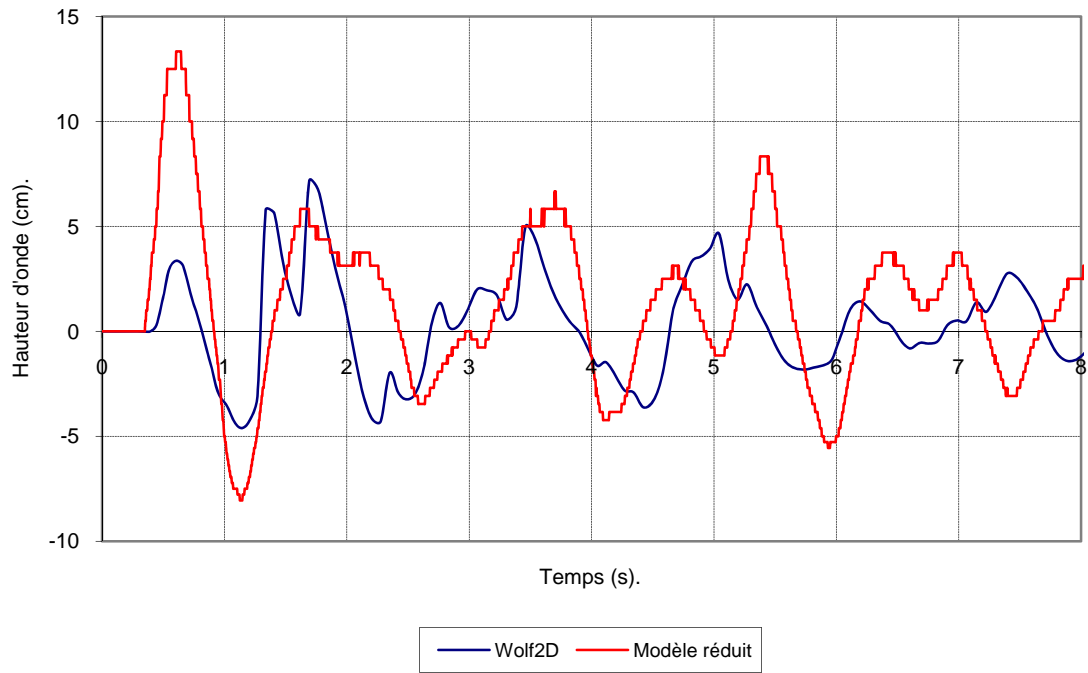


Figure IV-109

Hauteur d'eau fictive de 45 cm (sonde du côté du déversoir).

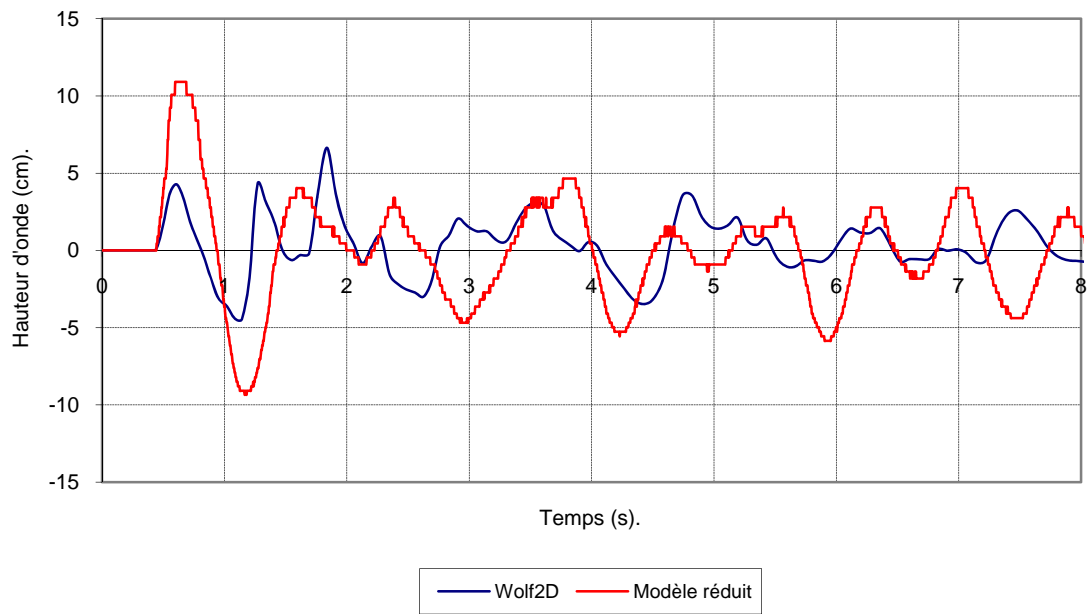


Figure IV-110

Nous voyons que les résultats au niveau des sondes situées en face du plan incliné et au déversoir sont d'assez bonne qualité. Par contre, au niveau des deux autres sondes, les résultats sont moins bons. Cela est dû au fait qu'il n'est pas possible de représenter correctement la fermeture du sillage derrière le bloc et que les effets qui en résultent influencent assez fort ces 2 sondes. Cet effet se fait aussi sentir sur l'amplitude de la première onde. Celle-ci est sous-estimée sur les côtés du plan incliné. Pour augmenter cette amplitude, nous avons essayé de donner de l'énergie au fluide dans cette direction mais les résultats n'étaient pas probants.

## V CHAPITRE 5 : CONCLUSIONS.

---

### V.1 Conclusions.

Compte tenu de la difficulté de la situation à modéliser et de la volonté de garder un outil aux propriétés relativement générales, les résultats obtenus finalement peuvent être considérés comme satisfaisants en certaines sondes et moins en d'autres.

Il est possible qu'en utilisant un grand nombre d'artifices, la simulation pourrait se rapprocher des courbes mesurées. Mais à ce moment, le modèle développé serait d'une utilisation trop limitée. C'est pourquoi nous avons tenté de garder une approche assez générale sur base d'une topographie mobile et d'une imposition de débit à l'interface bloc-eau de façon à garder un modèle qui pourrait avoir des débouchés pratiques.

Par ailleurs, cette étude nous permet de constater que le logiciel de calcul en deux dimensions que nous avons utilisé ici n'est pas bien adapté aux situations rencontrées.

D'une part, compte tenu de la largeur et de la longueur du réservoir par rapport à la hauteur d'eau, les vitesses verticales qui se développent ne sont pas négligeables par rapport aux vitesses horizontales, surtout lors de l'entrée du bloc dans l'eau et à proximité du déversoir. Les hypothèses qui sont à la base du code de calcul ne sont dès lors plus respectées et, notamment, cela peut expliquer pourquoi nous ne parvenons pas à bien capter la fermeture du sillage derrière le bloc.

D'autre part, le fait que nous ne parvenons pas à respecter la période des ondes sans diminuer artificiellement la hauteur d'eau nous mène à la conclusion que les hypothèses sur les équations utilisées dans le code de calcul ne sont peut-être pas adaptées (vitesses verticales négligées devant les vitesses horizontales) ou que les faibles dimensions en plan du modèle ne permettent pas au fluide d'être influencé sur toute sa hauteur.

Par contre, au delà de ces problèmes, ce travail a apporté une connaissance beaucoup plus approfondie du déroulement du phénomène. Celui-ci était considéré à la base comme un système relativement simple, tel un navire avançant dans un fluide, mais il s'est finalement révélé comme très complexe. Grâce aux multiples voies explorées au cours de ce travail, de nombreux points de départ pour des développements ultérieurs ont également été dégagés. Cette étude peut donc se résumer comme étant l'établissement, dans un domaine encore vierge, d'une base solide en vue, d'un jour, obtenir un outil fiable de prédiction d'incidents.

## **V.2 Perspectives.**

A la suite de ce travail, de nombreuses voies de recherche se dégagent. Deux grands domaines existent et doivent évoluer en parallèle. La première partie concerne le modèle expérimental et la seconde le développement d'autres outils numériques.

Au point de vue d'un modèle réduit, des comparaisons peuvent être menées entre différents types de glissements. La solution de blocs de béton peut en effet être considérée comme extrême et des essais avec du gravier, de la terre ou tout autre matériau plus "souple" et poreux peuvent être intéressants au niveau de l'interaction matériau-fluide.

En outre, des mesures de champ de vitesse peuvent être entreprises pour mieux quantifier l'importance des verticales et pour mieux comprendre pourquoi seule une certaine partie de la hauteur d'eau participe à l'écoulement.

D'autre part, numériquement, une approche verticale en deux dimensions peut s'avérer intéressante. Cette approche consiste à étudier une tranche de fluide prise dans un plan vertical et permet de tenir compte de vitesses verticales. Cette méthode de calcul, déjà bien développée, pourrait être un nouveau point de départ. Une extension dans la troisième dimension pourrait alors être envisagée.

Il serait, par ailleurs, intéressant de poursuivre l'approche de l'imposition de vitesse à l'interface bloc-eau. Le concept actuel se cantonne à une vitesse axiale, mais il serait intéressant d'utiliser une fonction de répartition sur toute la périphérie du bloc. Cette nouvelle approche pose notamment certains problèmes numériques.

Des développements concernant les frontières imperméables mobiles peuvent également s'envisager. Les simulations faites ici utilisent une remontée du niveau du sol, mais cette approche peut être différente d'un massif imperméable se déplaçant dans le fluide. De nouveau, ce système n'est pas évident à mettre au point et beaucoup de recherches doivent encore être entreprises.

## VI BIBLIOGRAPHIE

---

- [1] Huber, A., "Impulse waves in Swiss lakes as a result of rock avalanches and bank slides", 14<sup>ème</sup> congrès international des grands barrages, volume 3, question 54, 1982, 455-477.
- [2] Pugh, C.A., Harris D.W., "Prediction of landslides generated water waves", 14<sup>ème</sup> congrès international des grands barrages, volume 3, question 54, 1982, 283-317.
- [3] Fritz, H., Hager, W., Minor, H.E., "Lituya bay case : Rockslide impact and wave run-up", Science of tsunami hazards, N°19.1, 2001, 3-22.
- [4] Naaim, M., "Modélisation numérique des effets hydrodynamiques provoqués par un glissement solide dans une retenue", Université J. Fourier-Grenoble 1, Thèse, 20/03/91.
- [5] Bonnefille, R., "Cours d'hydraulique maritime", édition Masson, 1976.
- [6] Noda, E., "Water waves generated by landslides", Journal of the waterways, Harbors, and Coastal Engineering Division, volume 96 N°WW4, nov. 1970, 835-855.
- [7] Watts, P., "Wavemaker curves for tsunamis generated by underwater landslides", Journal of Waterway Port Coastal & Ocean Engineering-ASCE, vol. 126(3), may-june 2000, 144-152.
- [8] Du Brulle, C., "Du gravier au raz-de-marée", Journal Le Soir, 11/08/2001, page 10.
- [9] Kamphuis, J.W., Bowering, R.J., "Impulse waves generated by landslides", Proc XII Conf. Coastal Engineering, ASCE, (1972), V.1, 575-588.

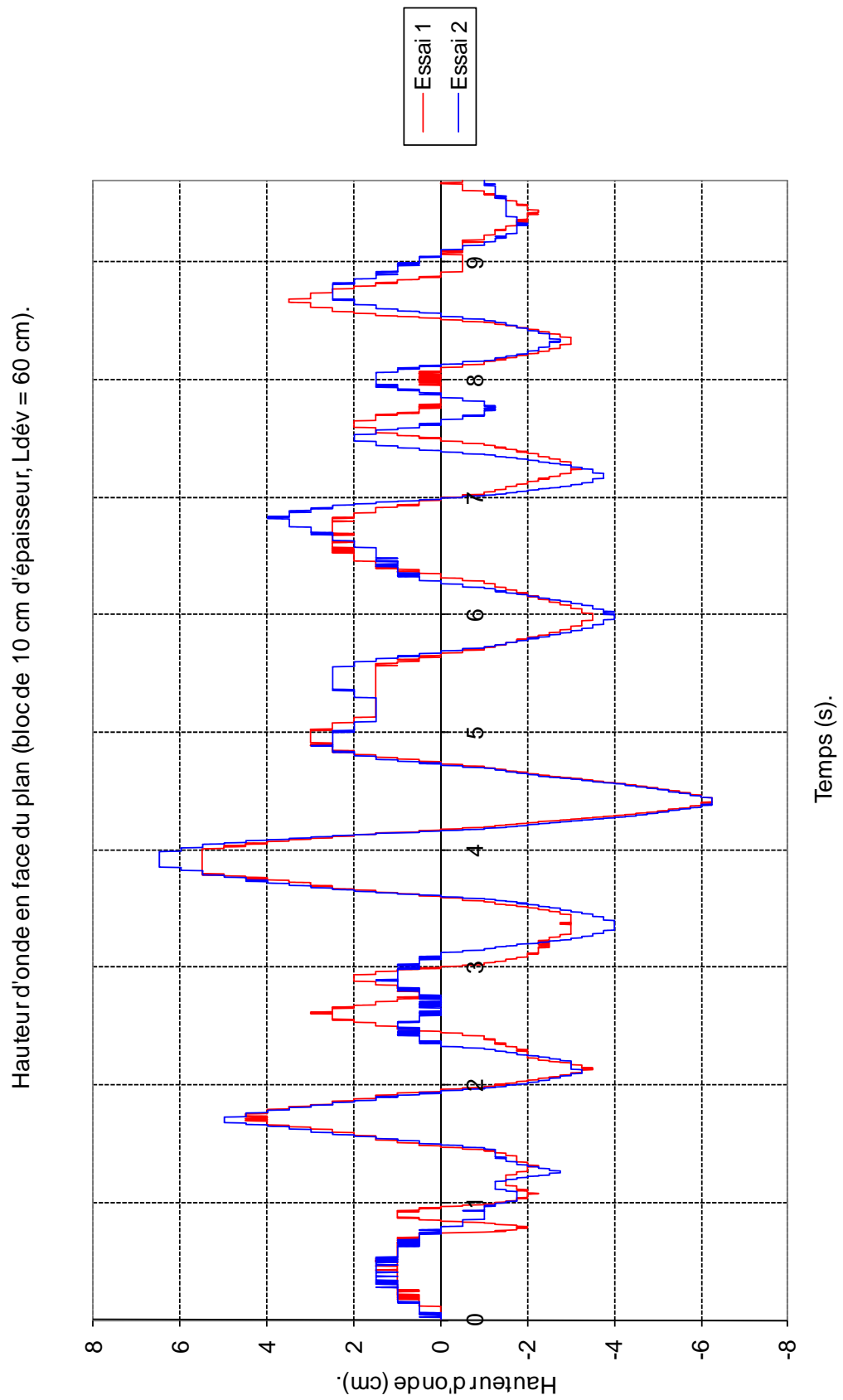
- [10] Hall J.V., Watts G.M., "Laboratory investigation of the vertical rise of solitary waves on impermeable slope", Beach erosion, Corps. Eng., Tech. Memo., N°. 33, (U.S., Department of the Army, Washington, D.C.), 1953.
- [11] Miller R.L., "Experimental determination of run-up of nodular and fully developed bores", Journal of Geophysical Research, Vol. 73, N° 14, 1968.
- [12] Pirotton, M., "Hydraulique Appliquée", Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, Service d'Hydrodynamique Appliquée et des constructions Hydrauliques, 2001.
- [13] Lejeune, A.G.H., "Principe de la Mécanique des Fluides", Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, 1992.
- [14] Lejeune, A.G.H., "Hydraulique maritime", Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, 1995.
- [15] Huber, A., Hager, W.H., "Forecasting impulse waves in reservoirs", 19<sup>ème</sup> congrès international des grands barrages, C31, 1997, 993-1005.
- [16] Synolakis, C.E., "The run-up of solitary waves", Journal of Fluid Mechanic, 1987, 523-545.
- [17] Pirotton, M., "Cours de voies navigables", Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, Service d'Hydrodynamique Appliquée et des constructions Hydrauliques.

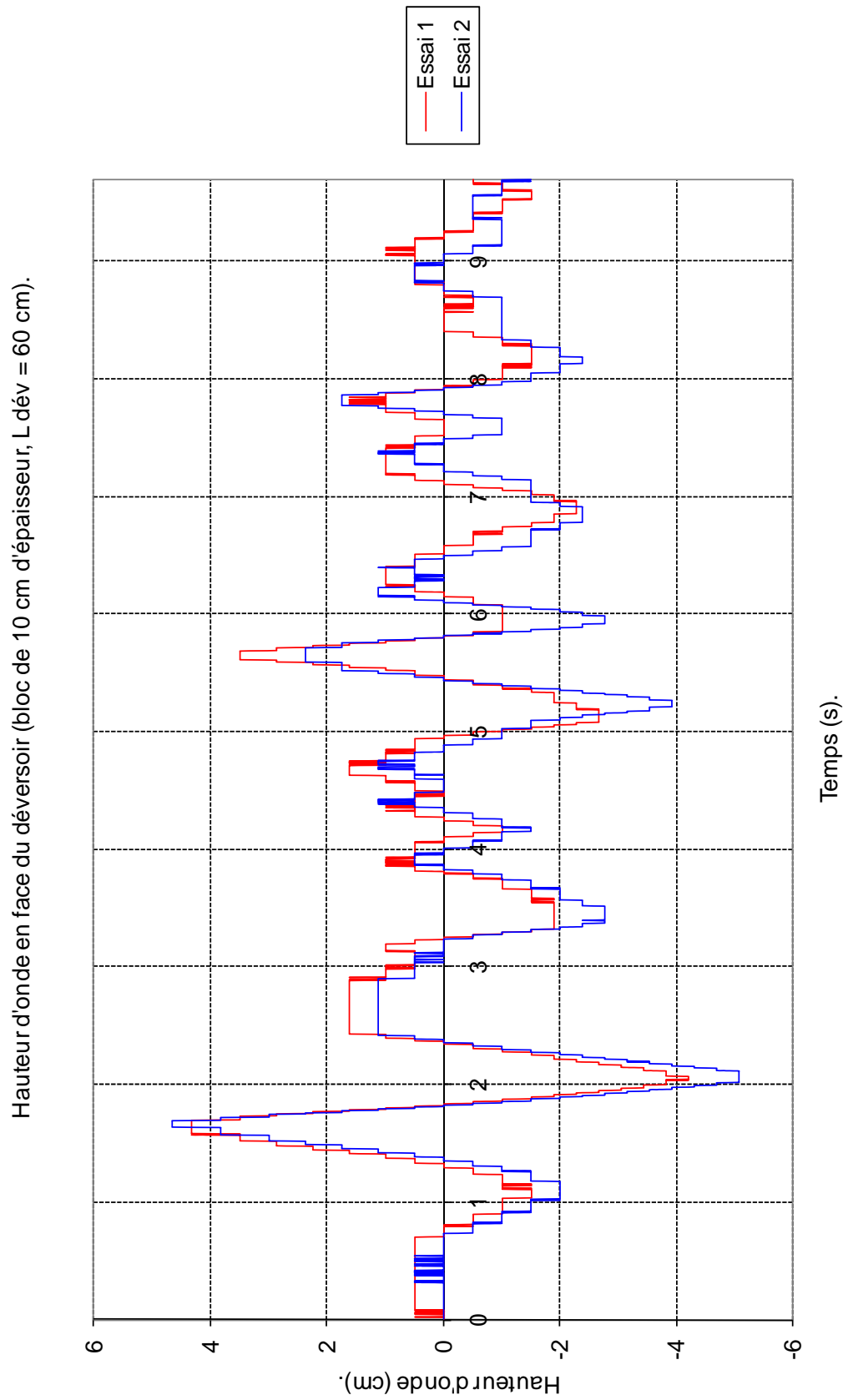


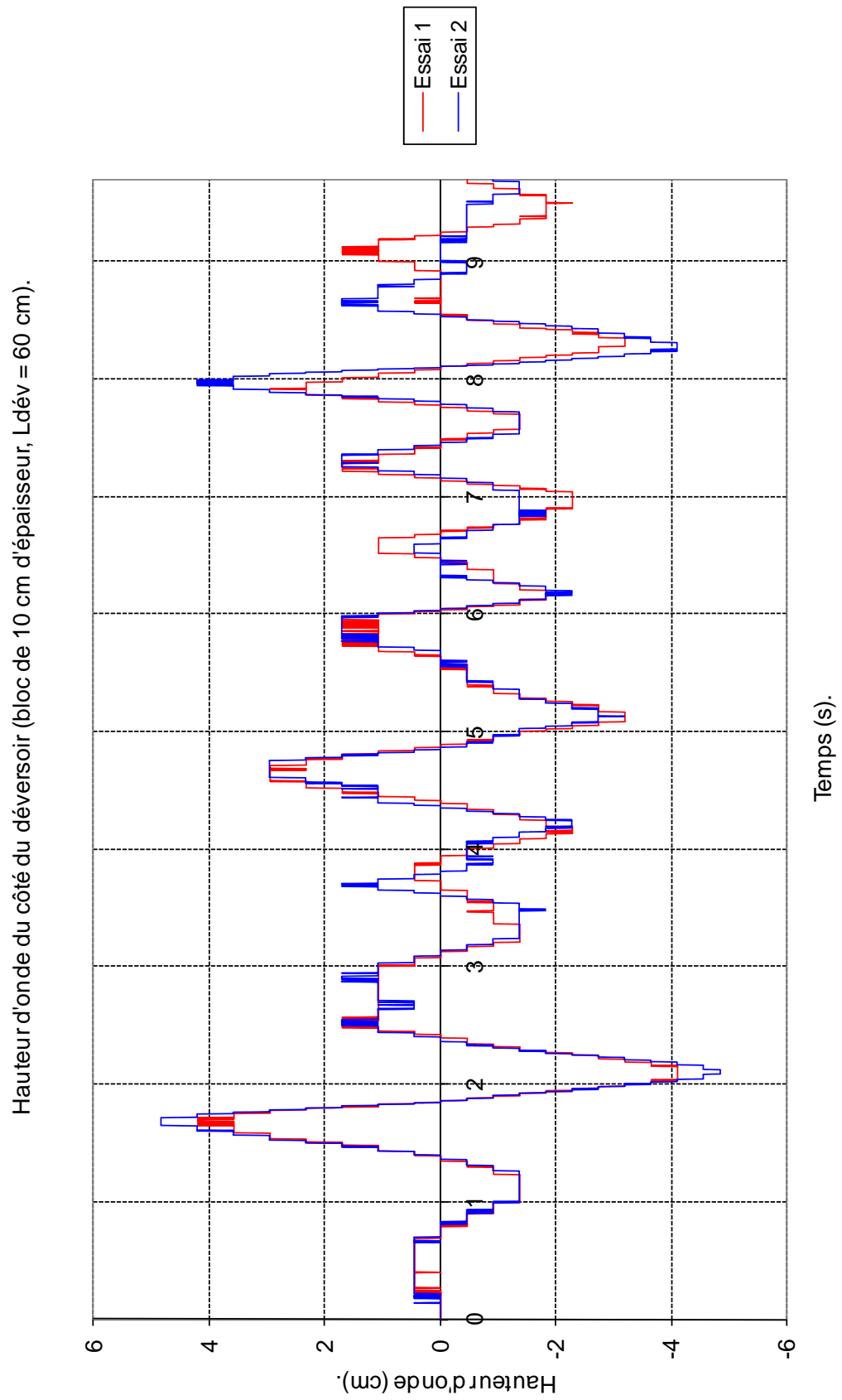
## **VII ANNEXES : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX**

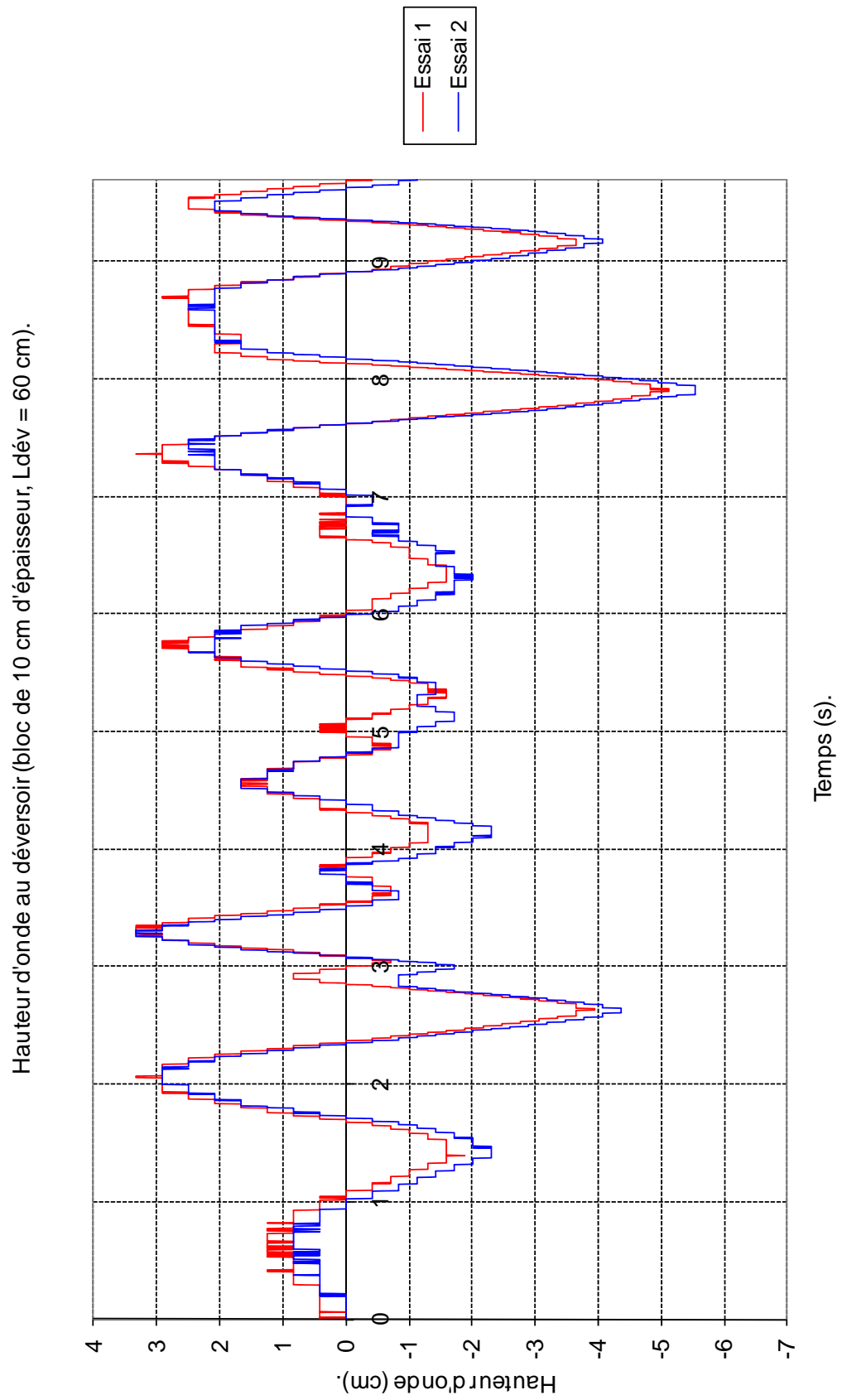
---

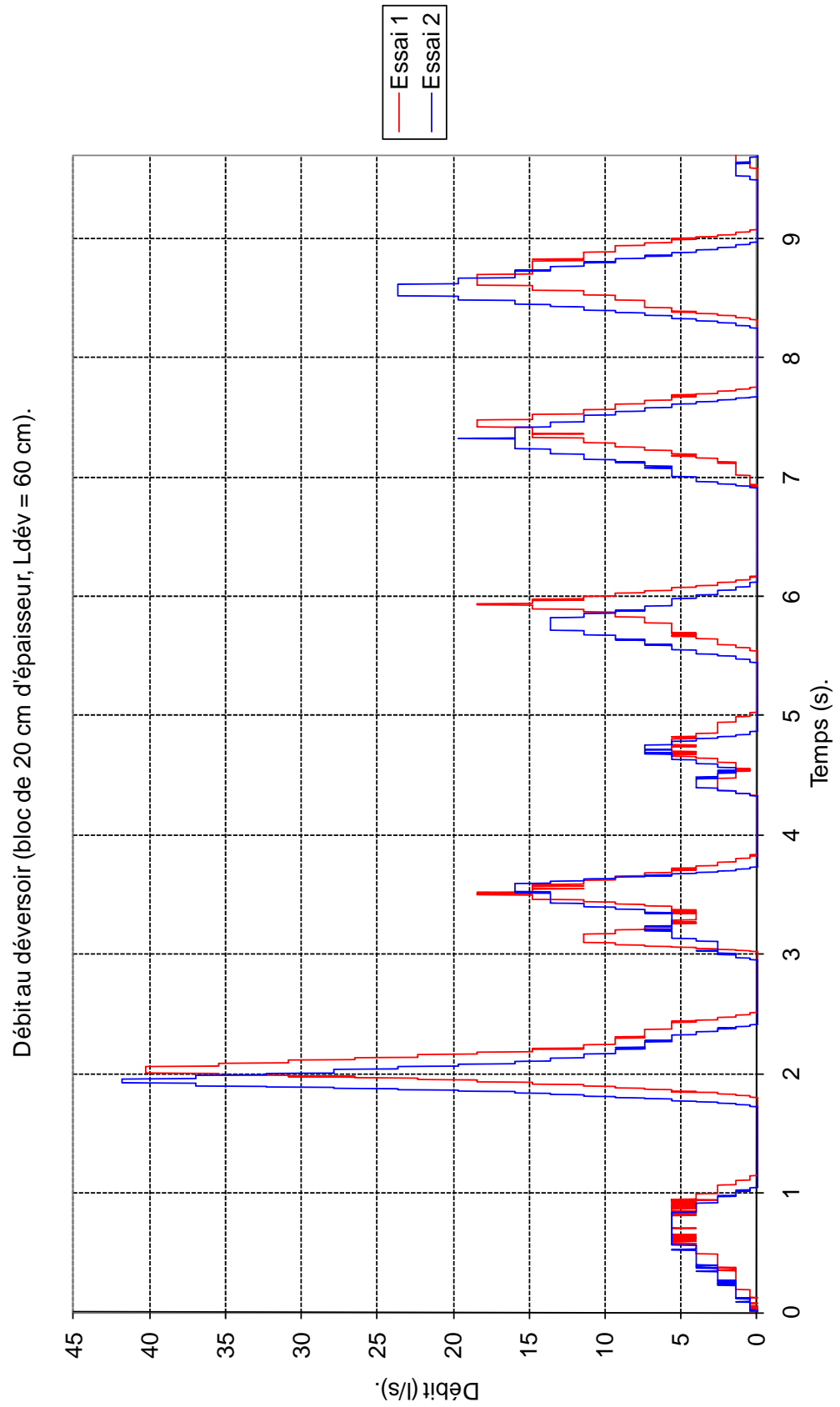
## VII.1 Déversoir de 60 cm, bloc de 10 cm d'épaisseur



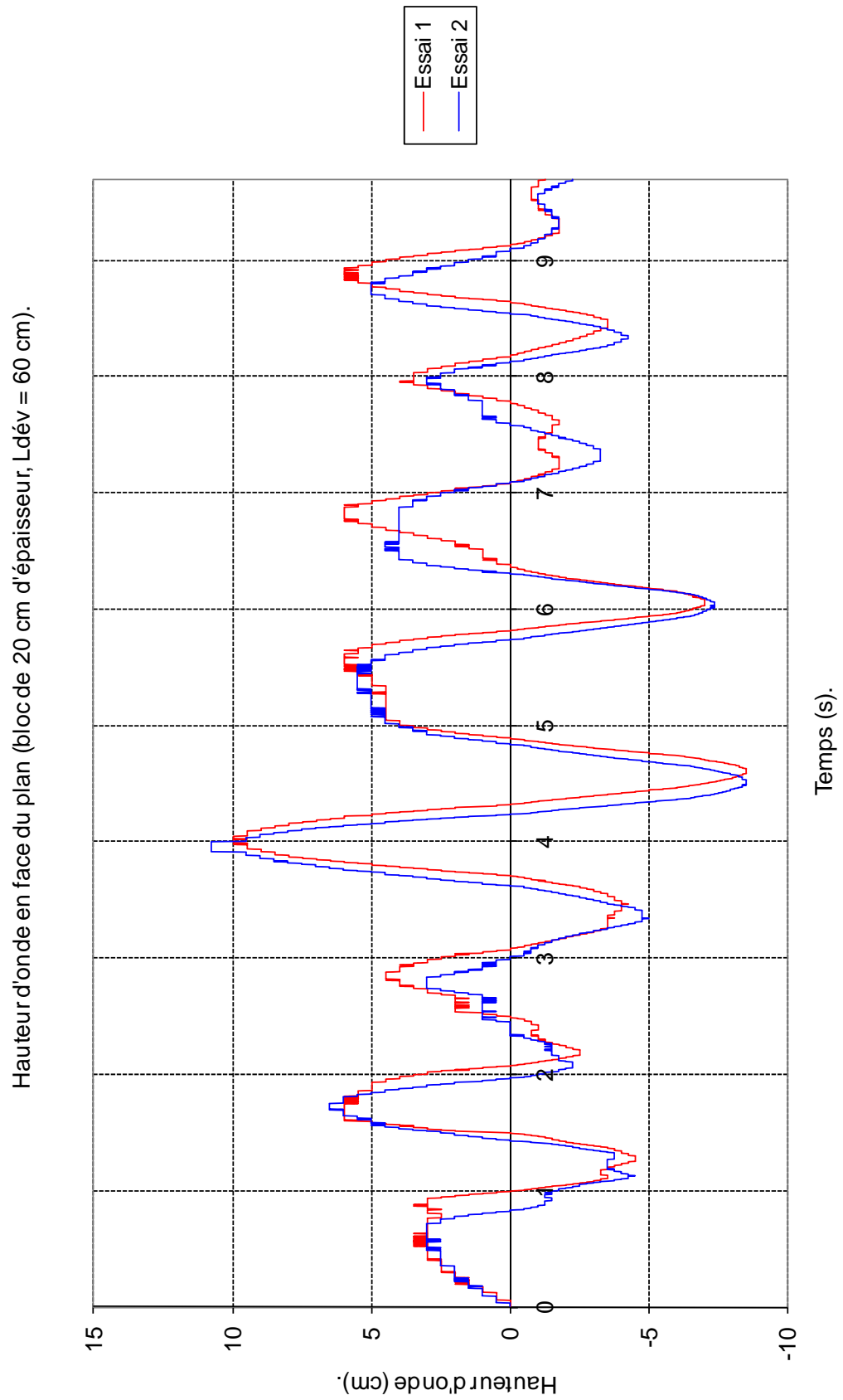




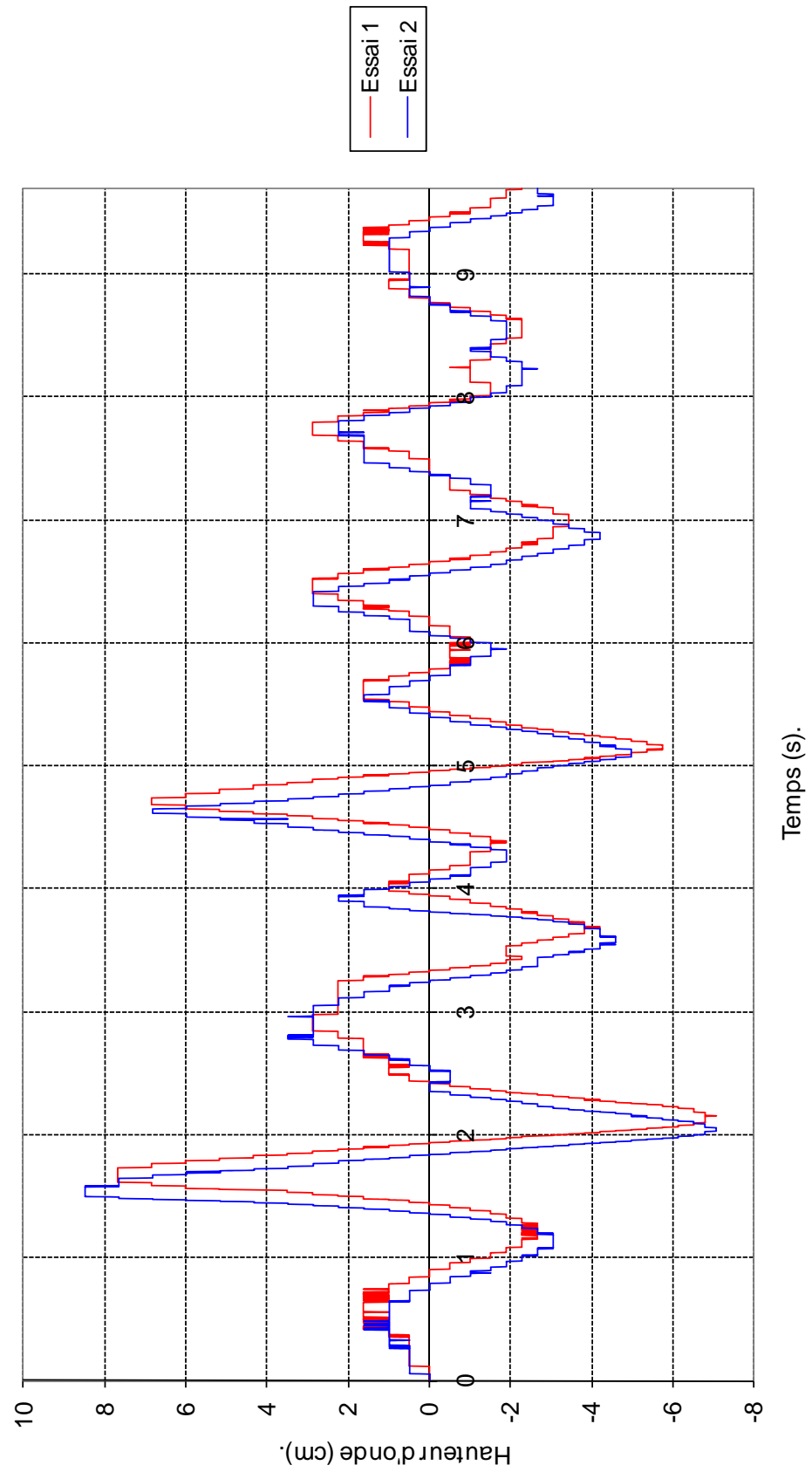




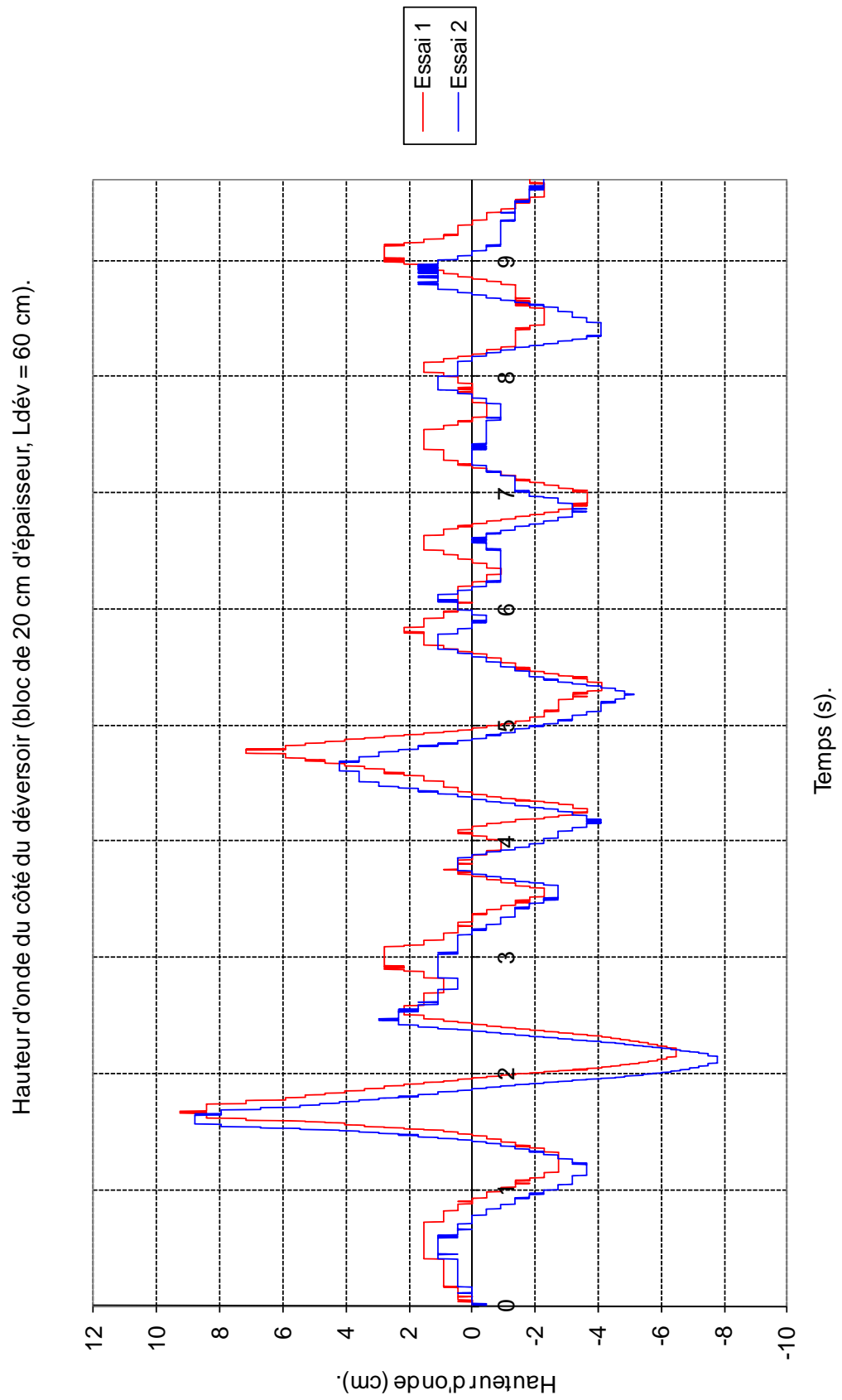
## VII.2 Déversoir de 60 cm, bloc de 20 cm d'épaisseur

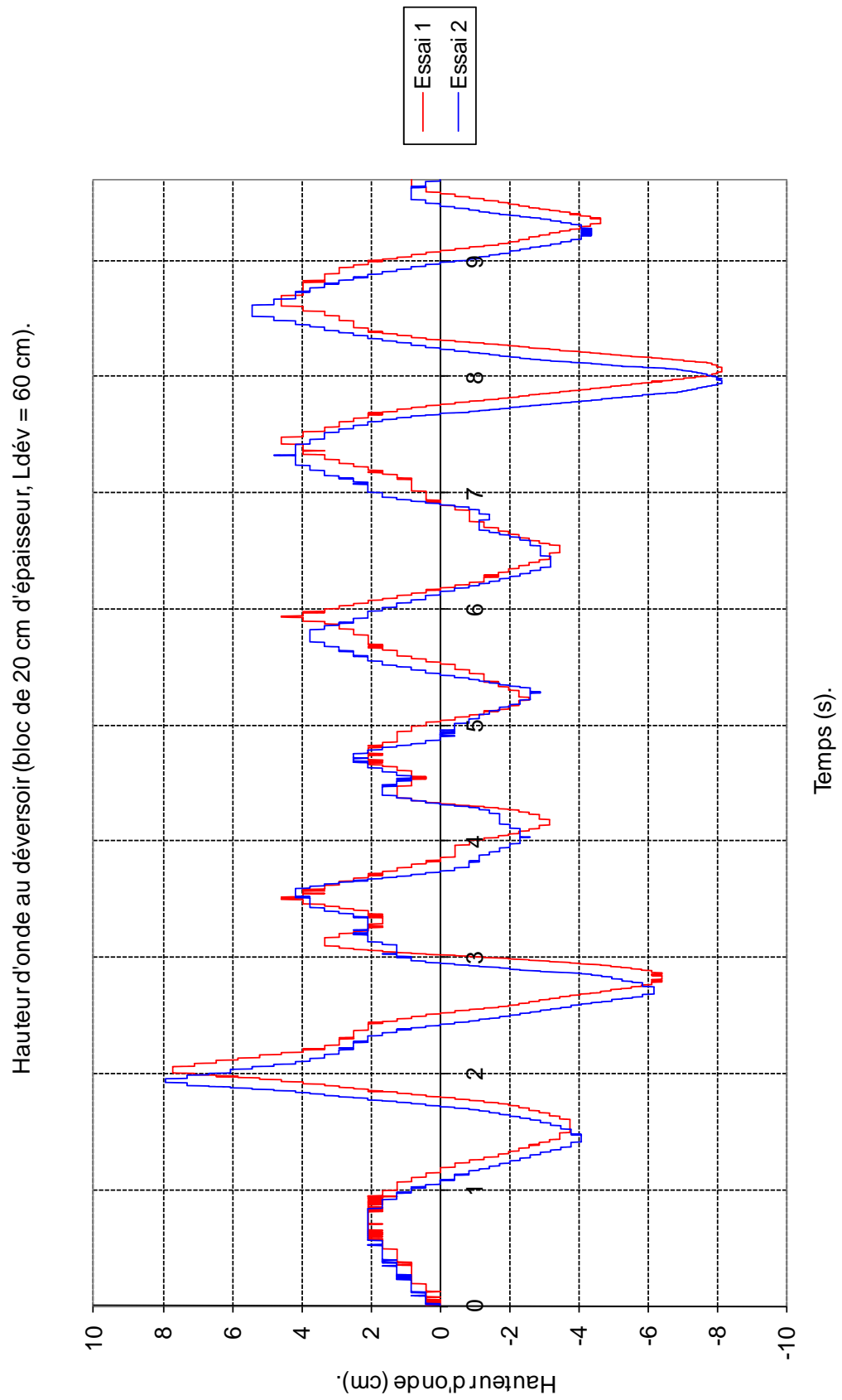


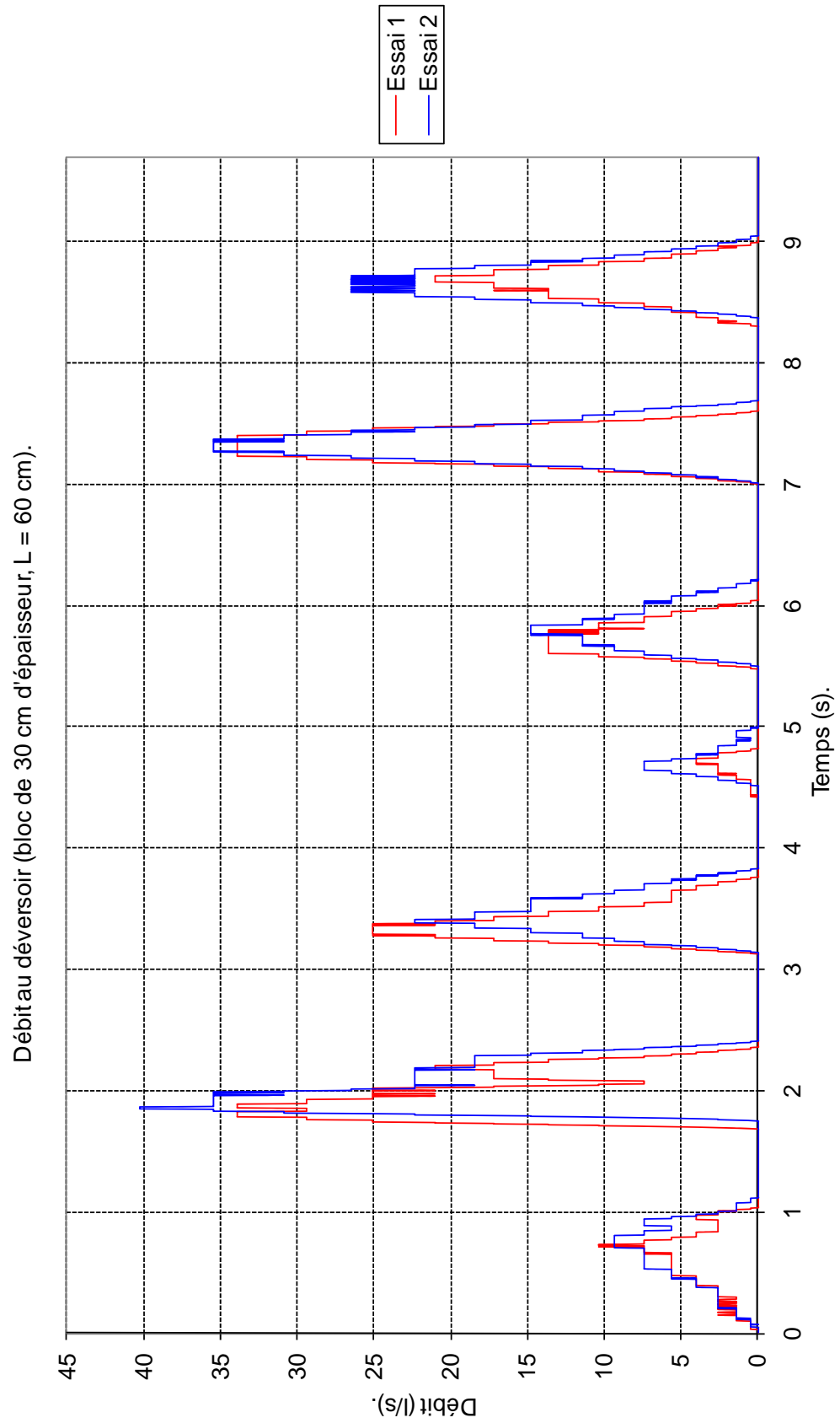
Hauteur d'onde en face du déversoir (bloc de 20 cm d'épaisseur,  $L_{dév} = 60$  cm).



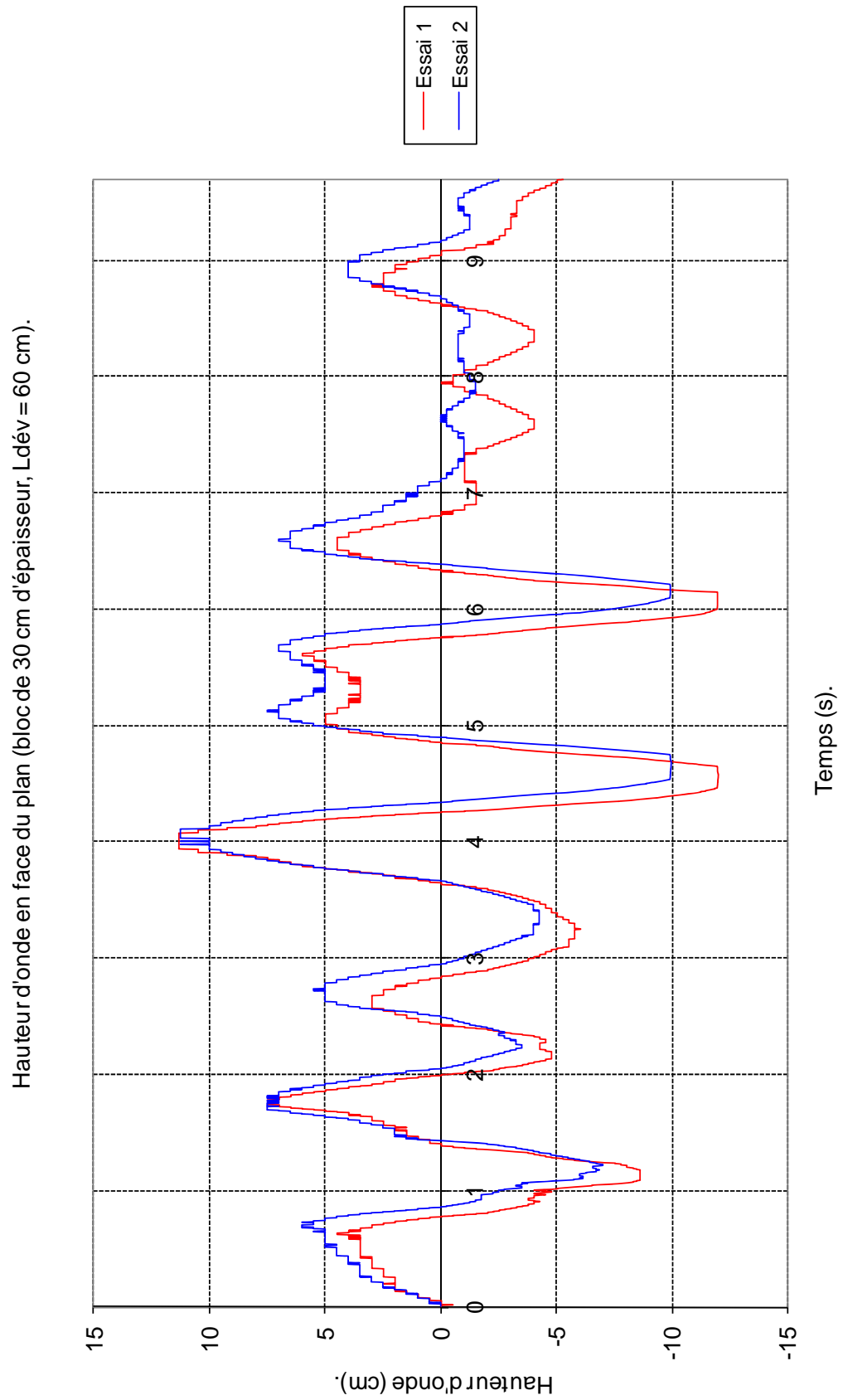


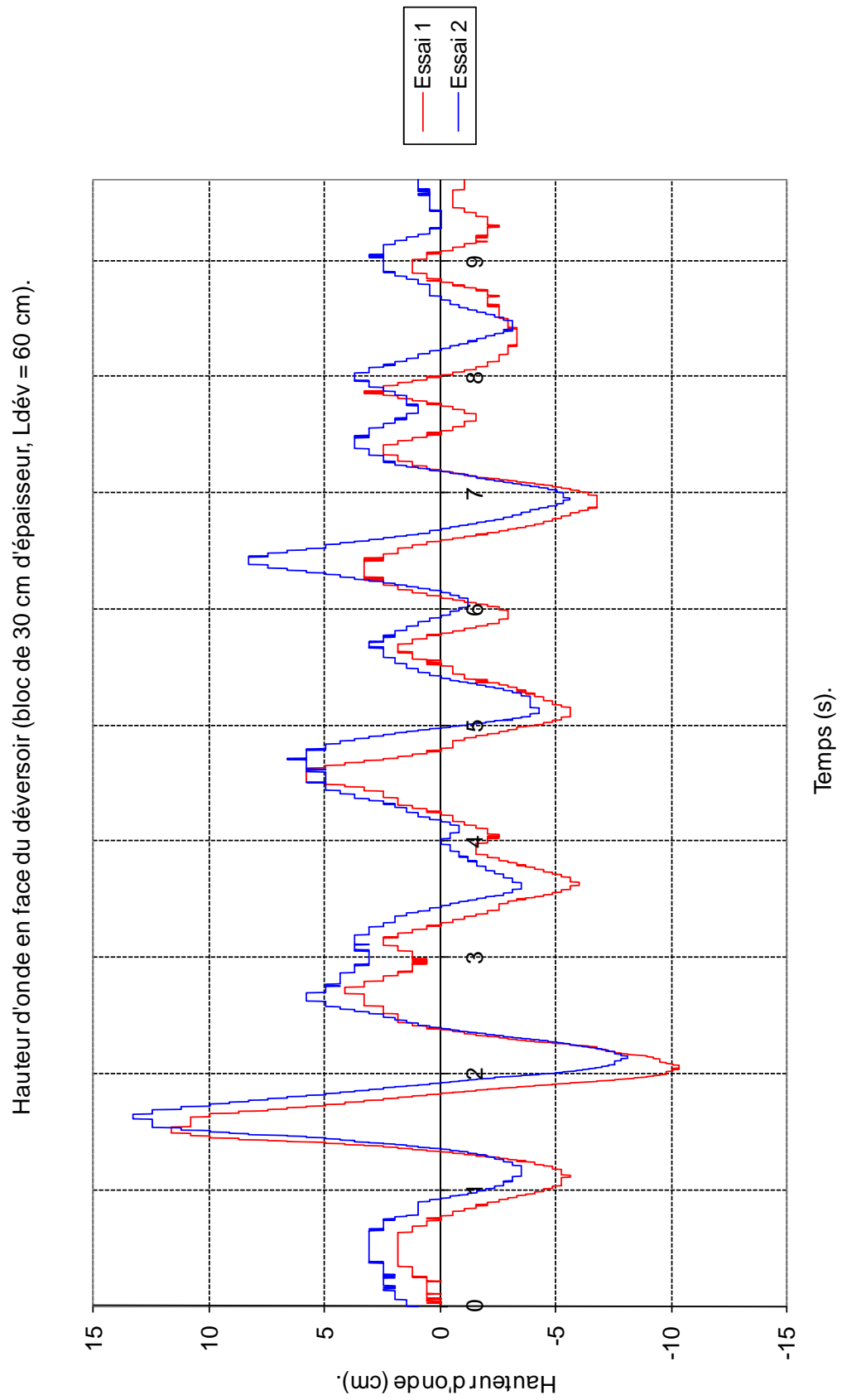


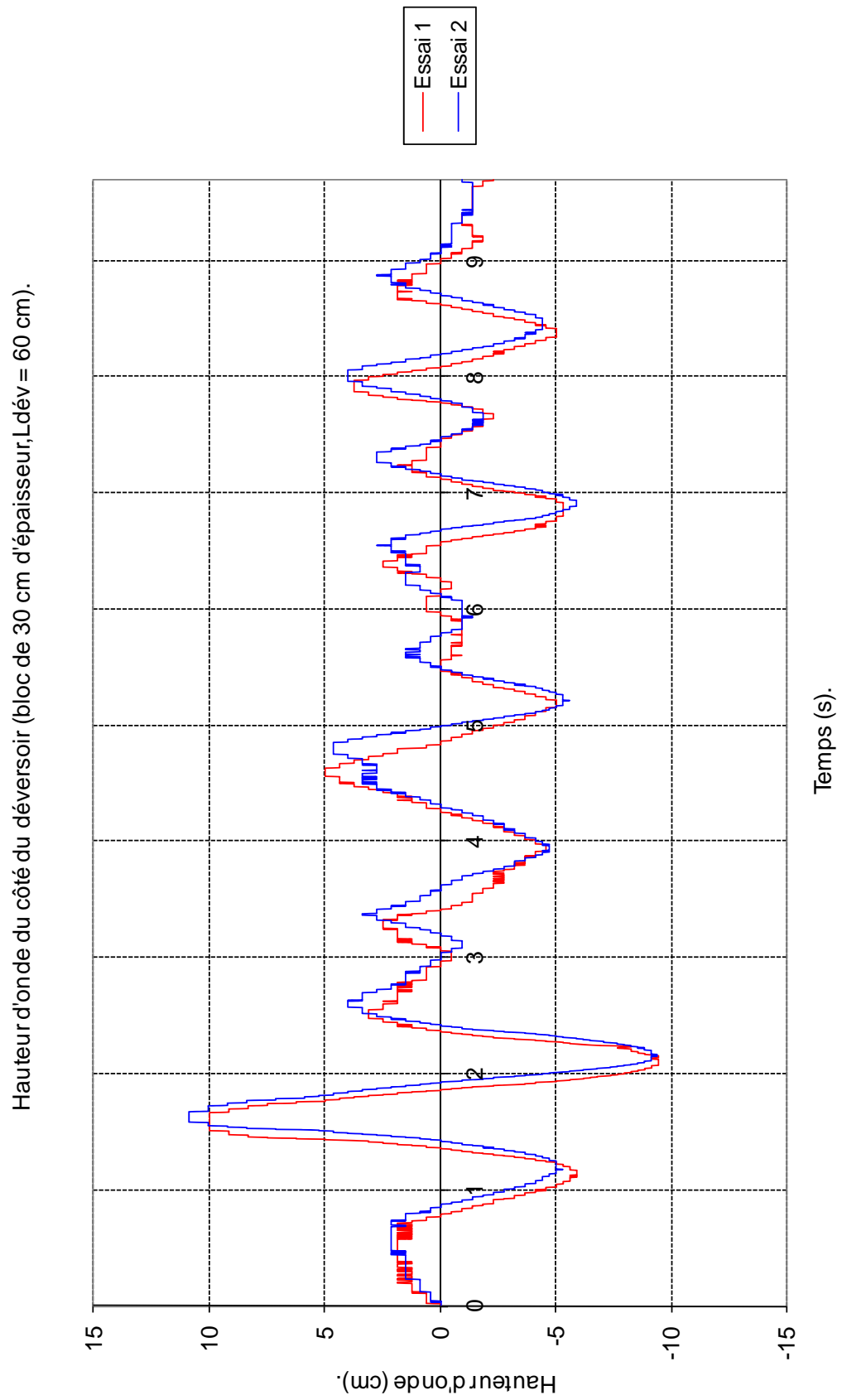


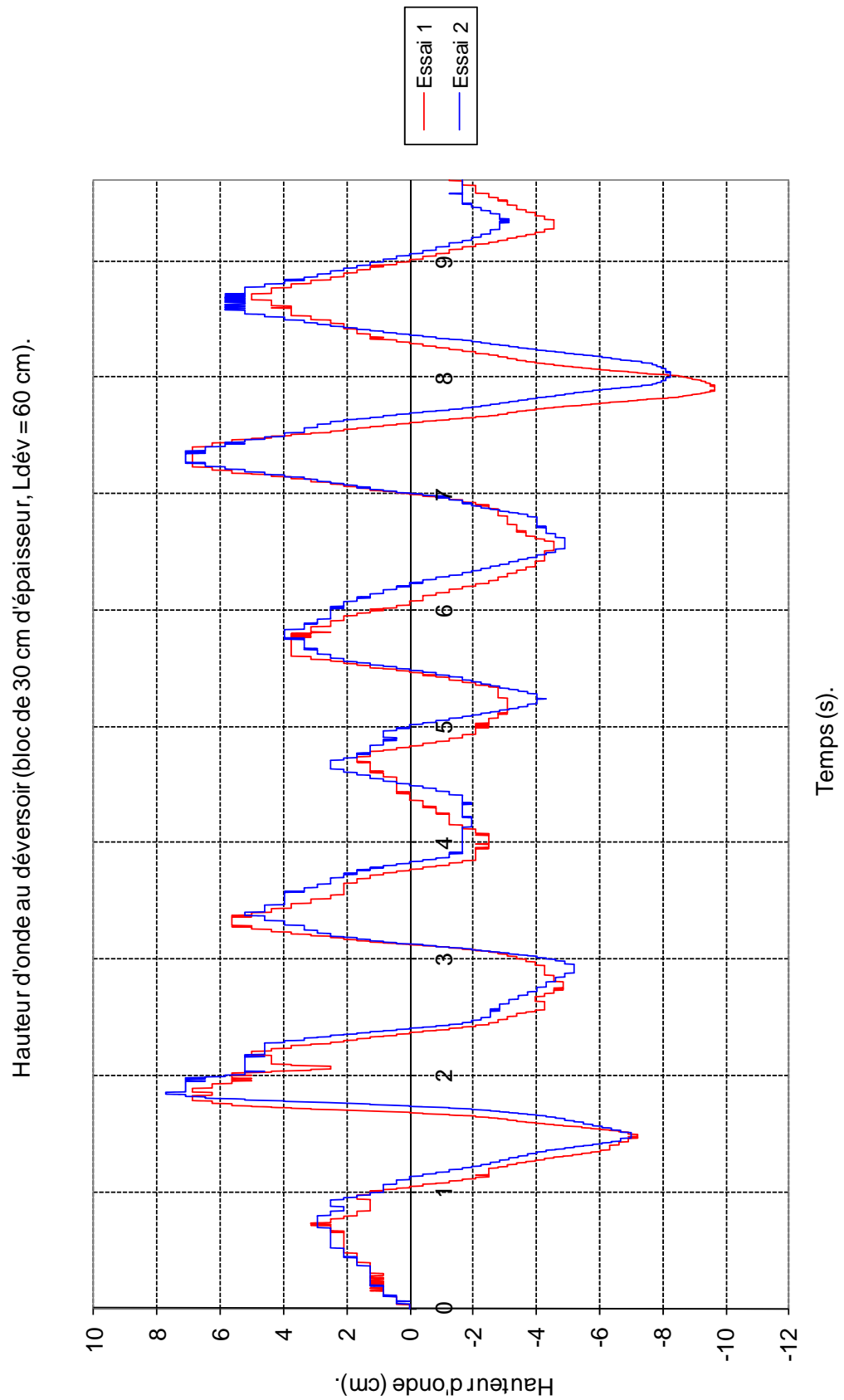


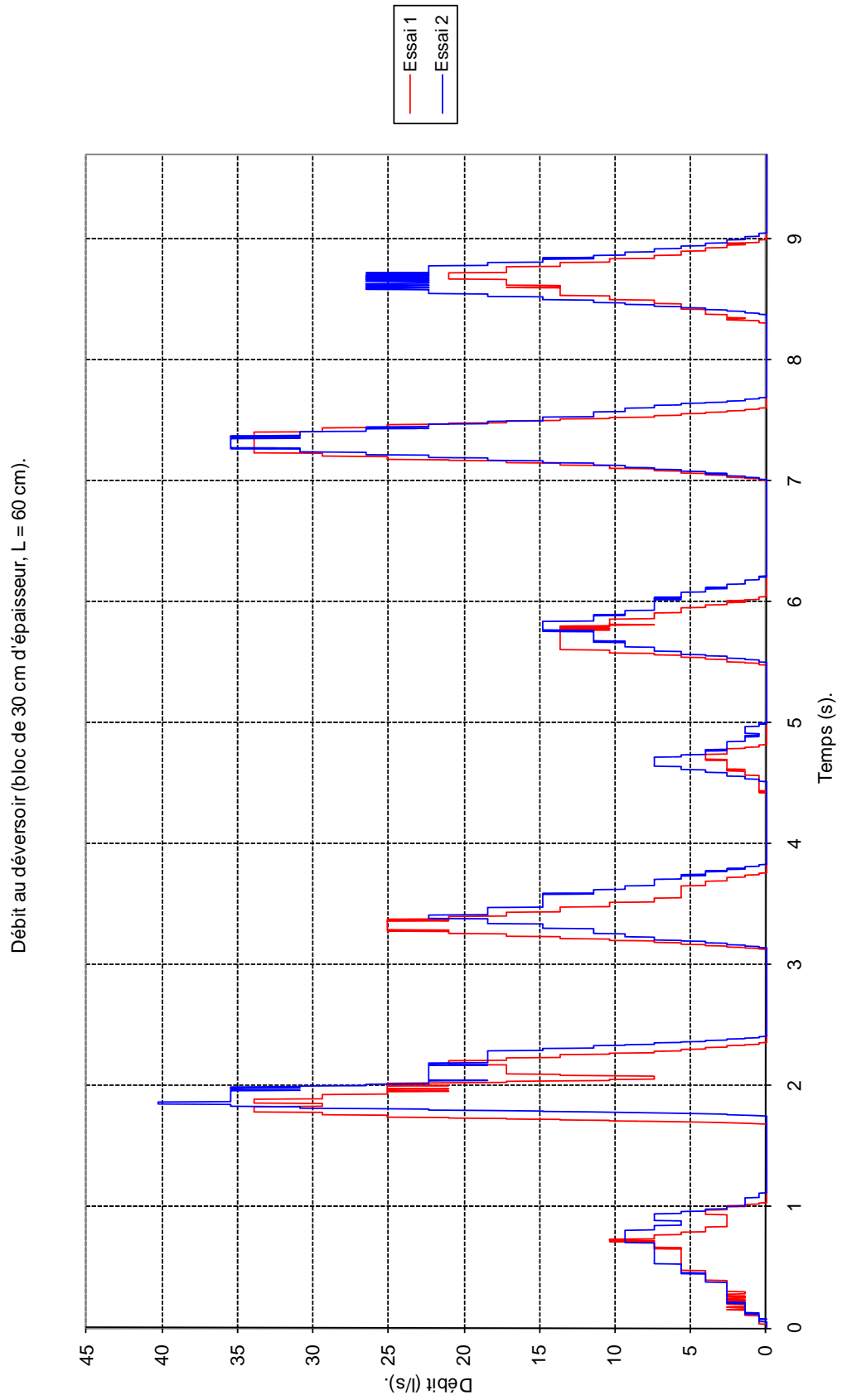
### VII.3 Déversoir de 60 cm, bloc de 30 cm d'épaisseur





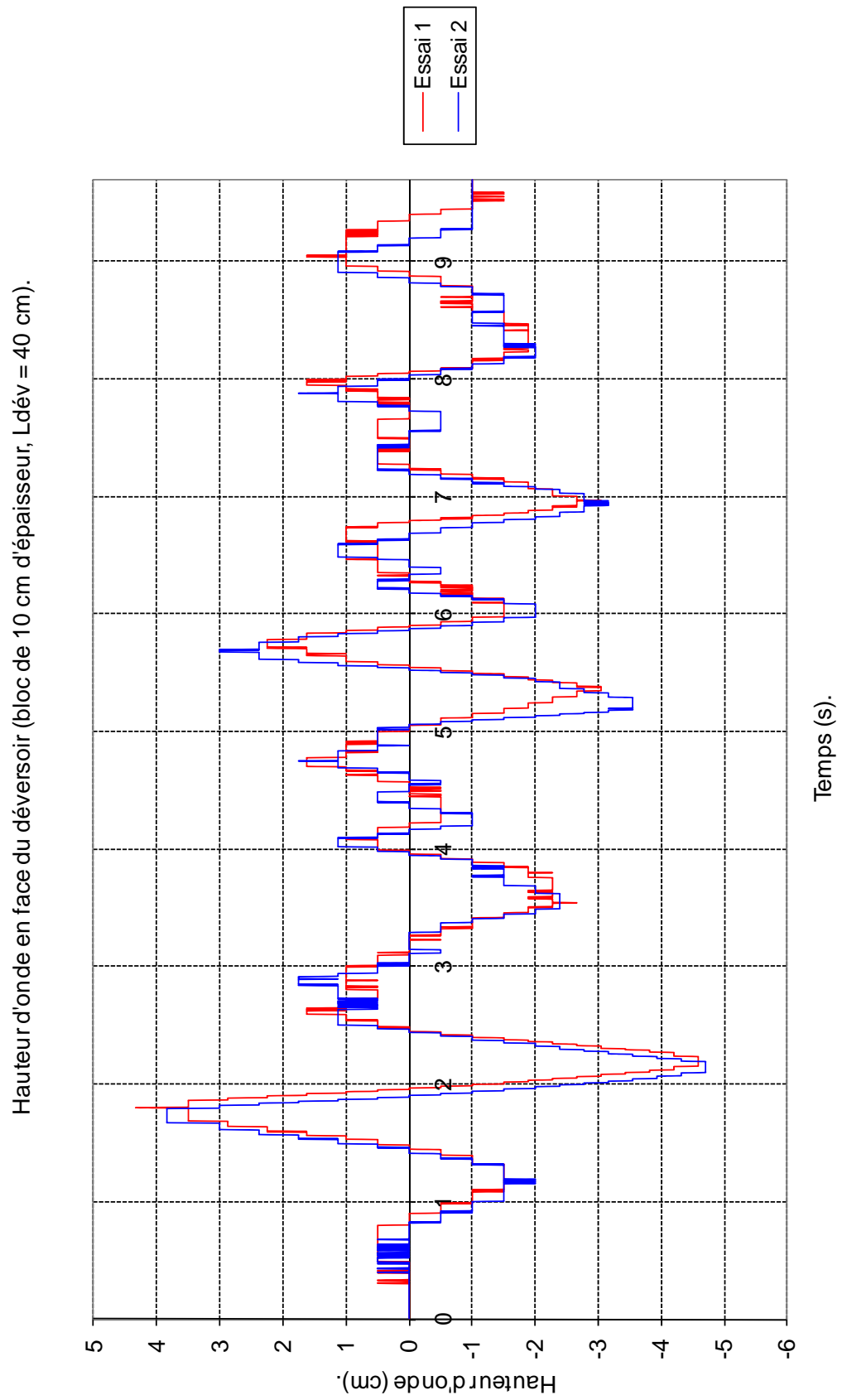


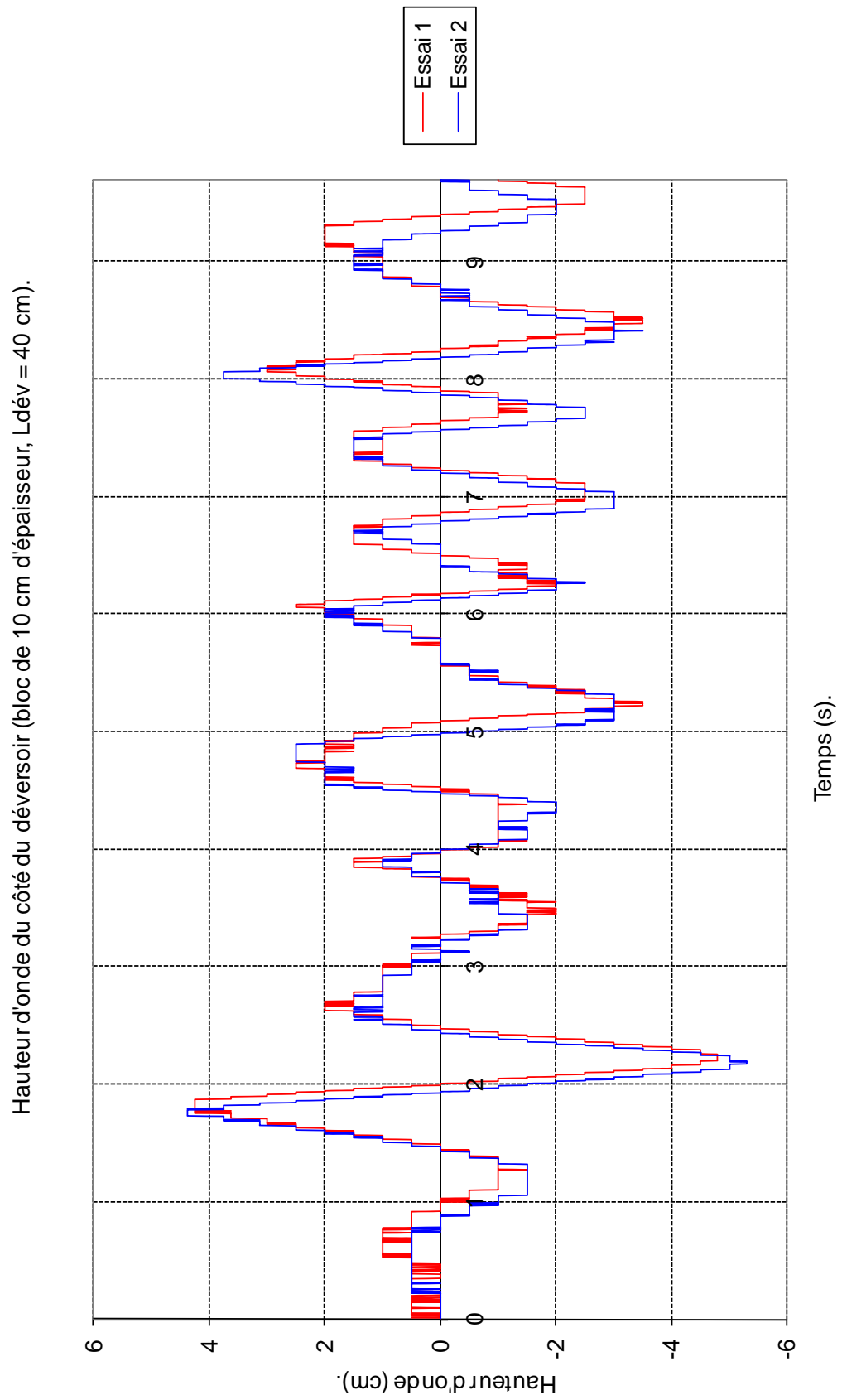


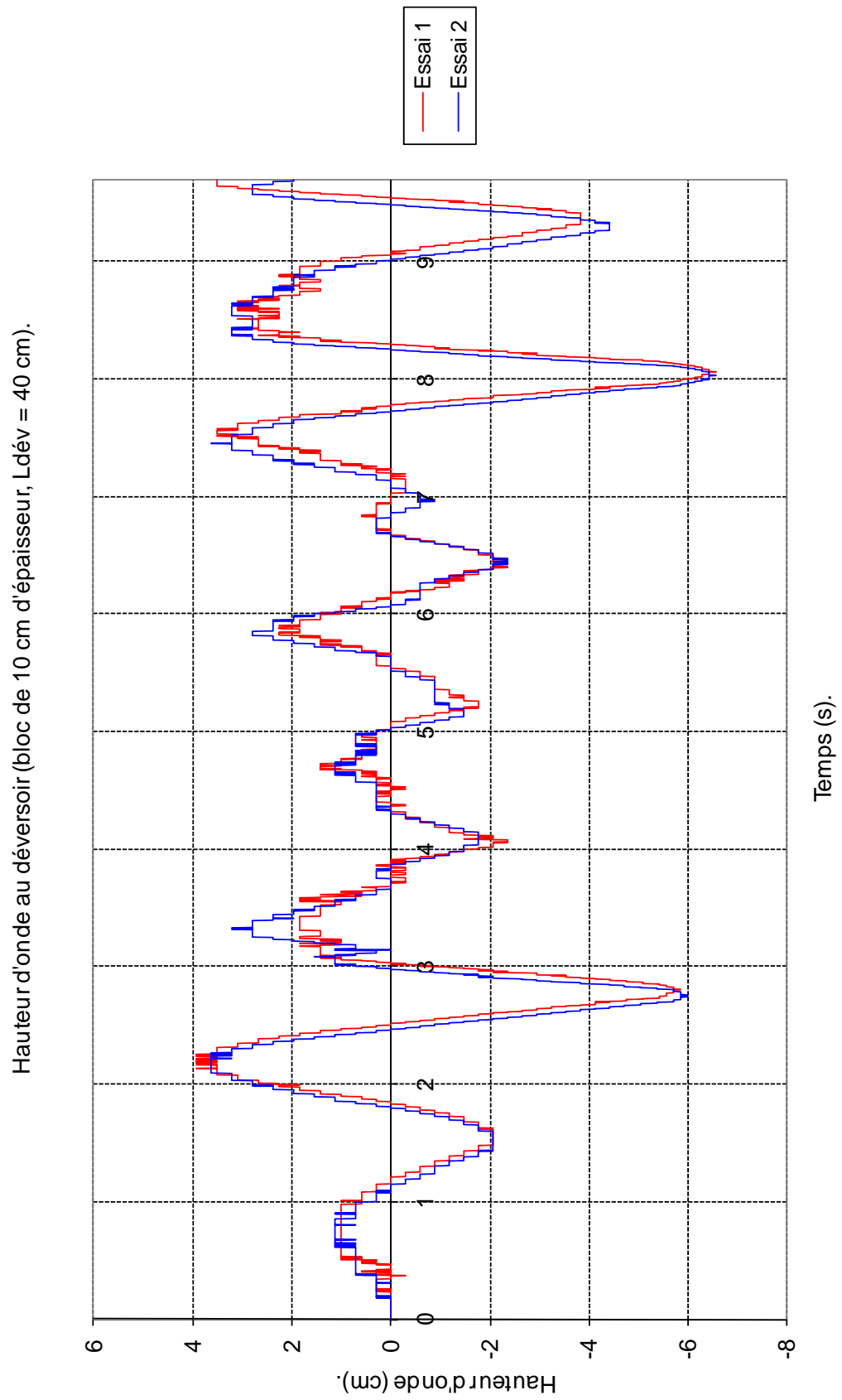


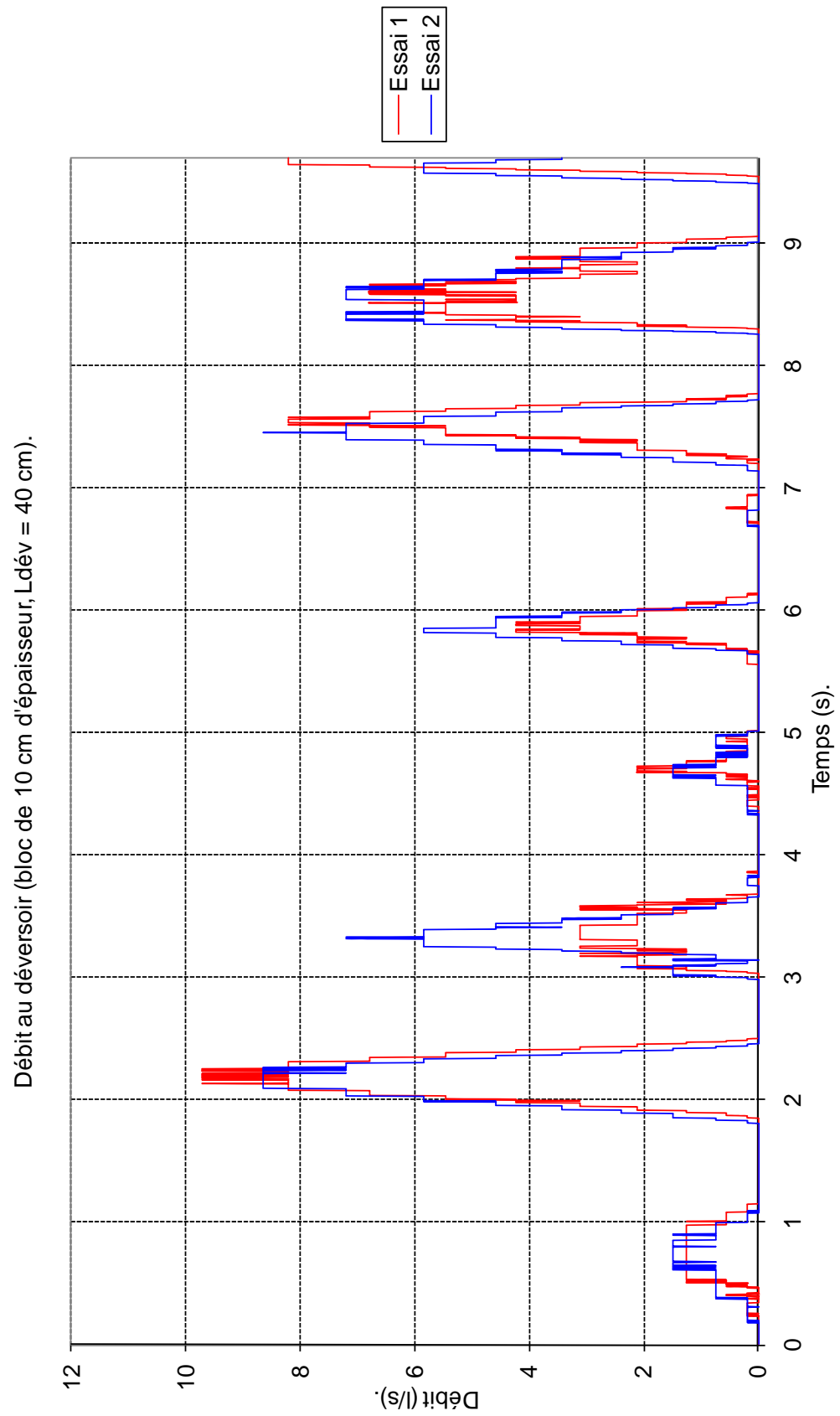




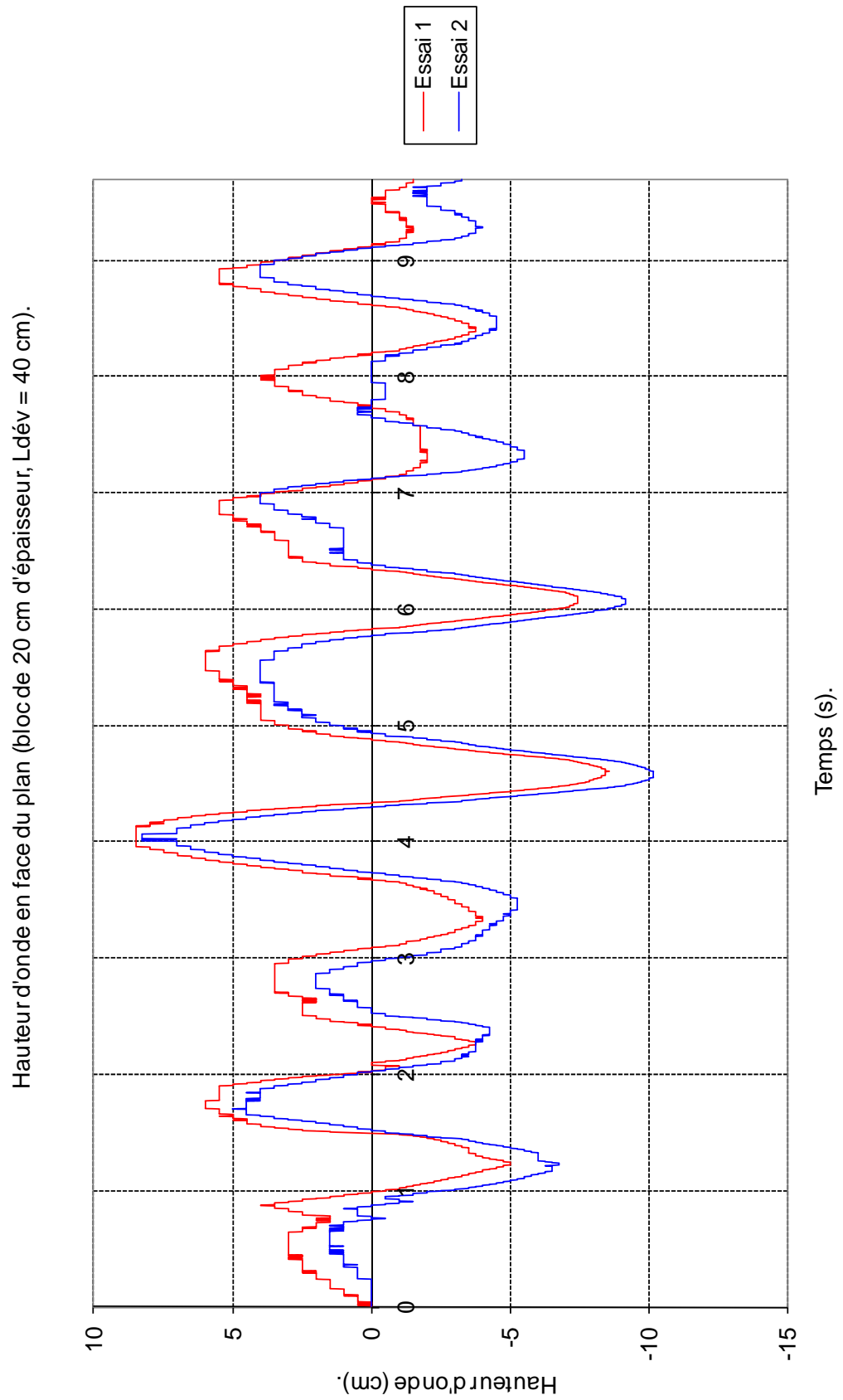


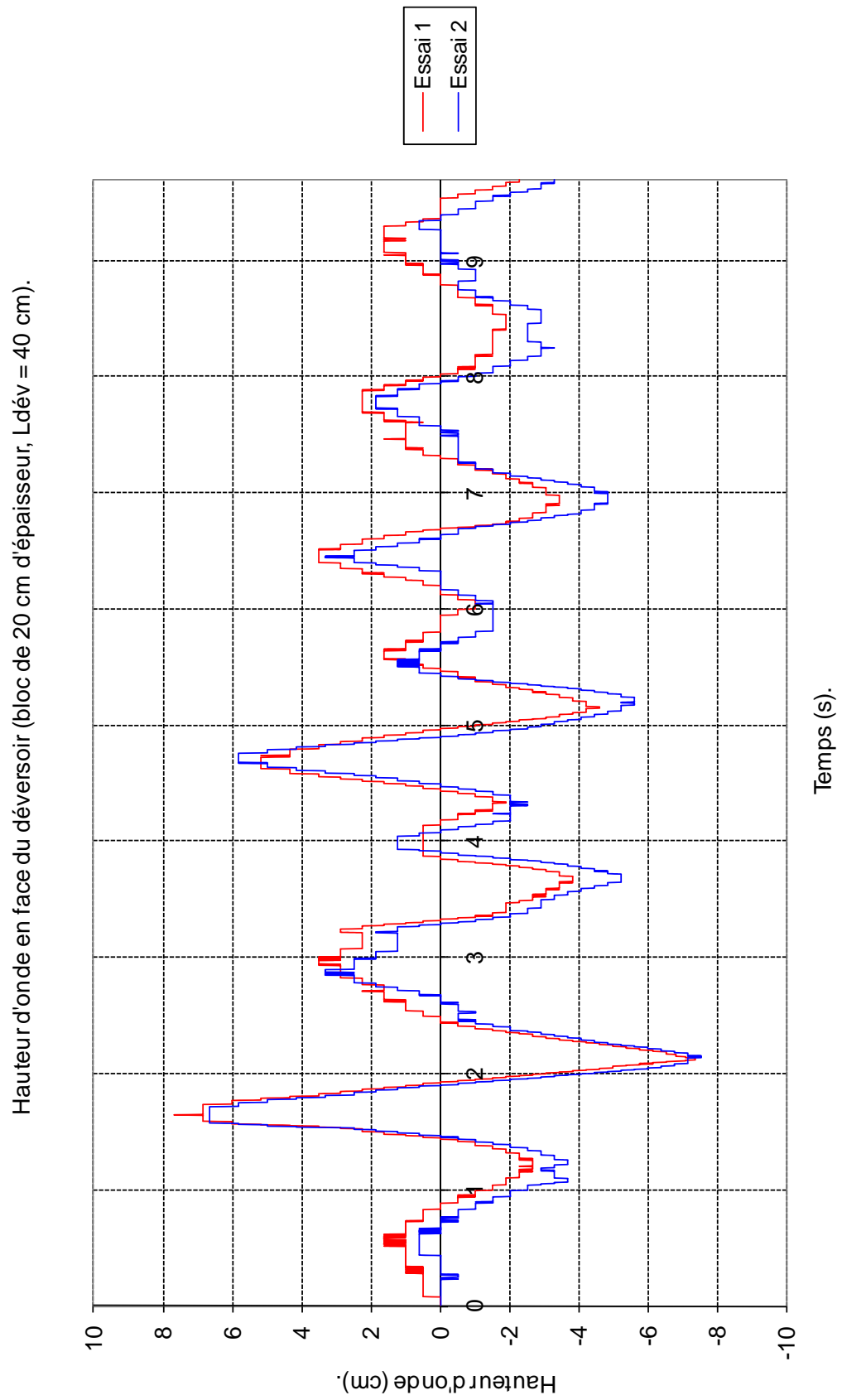


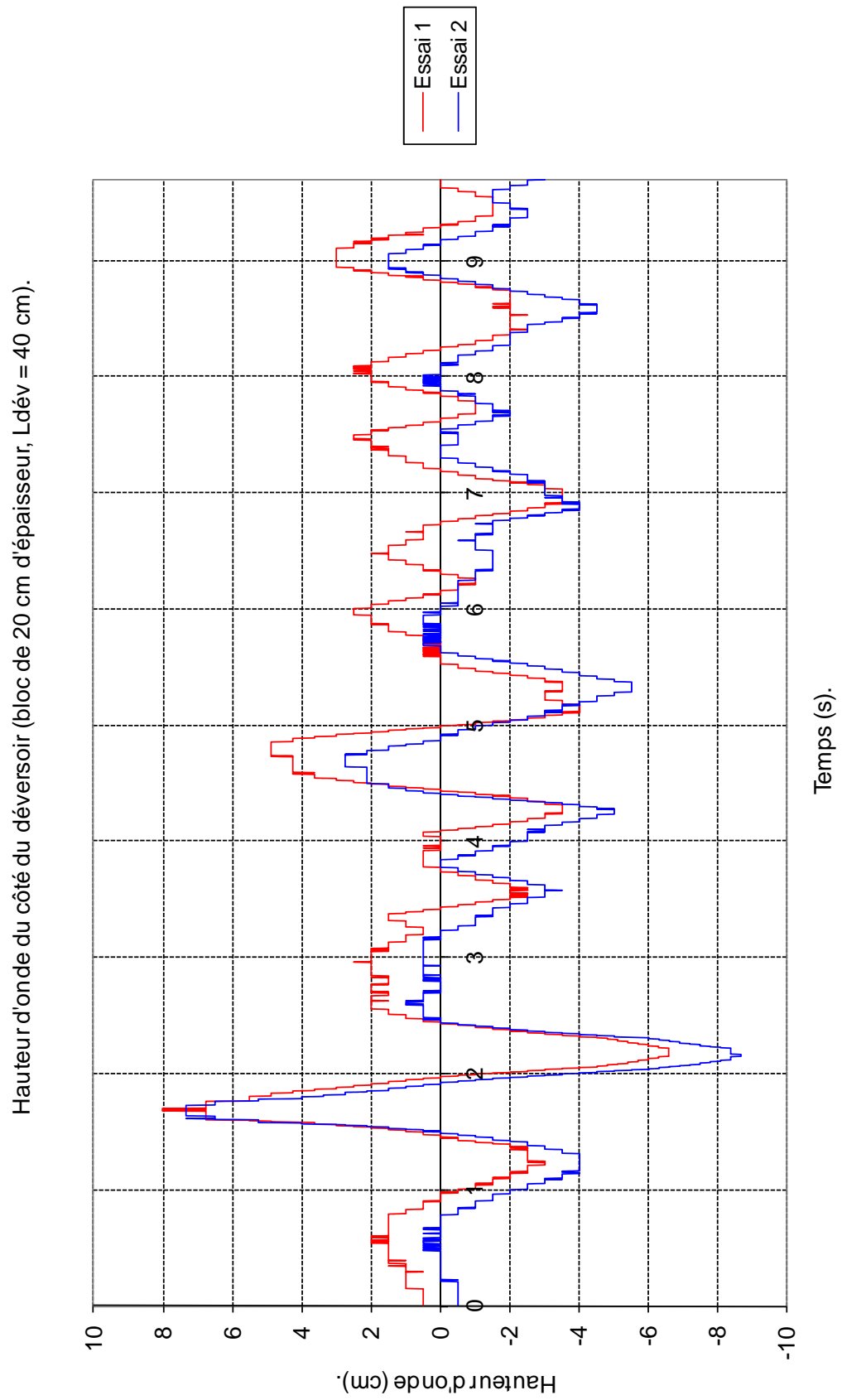




## VII.5 Déversoir de 40 cm, bloc de 20 cm d'épaisseur

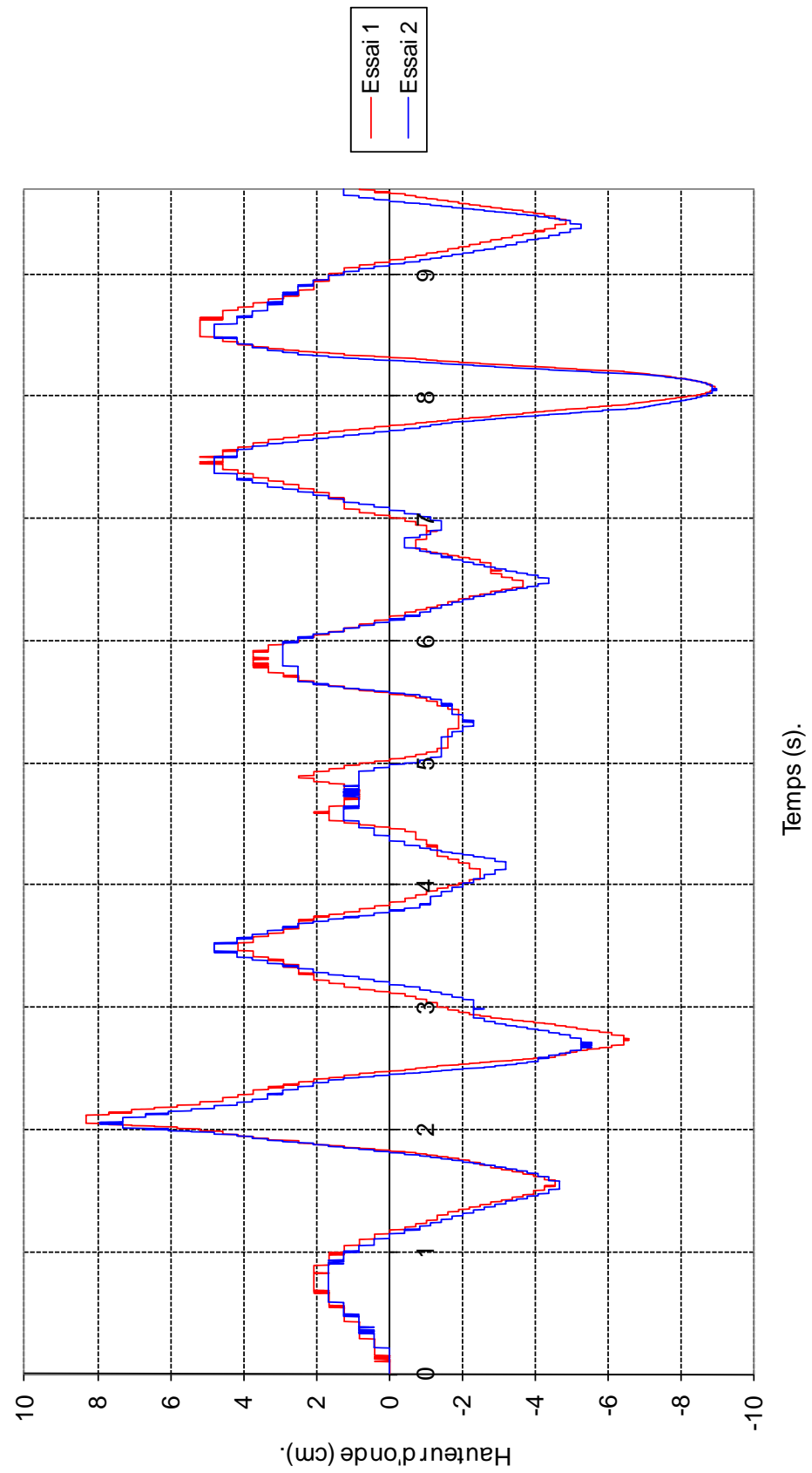


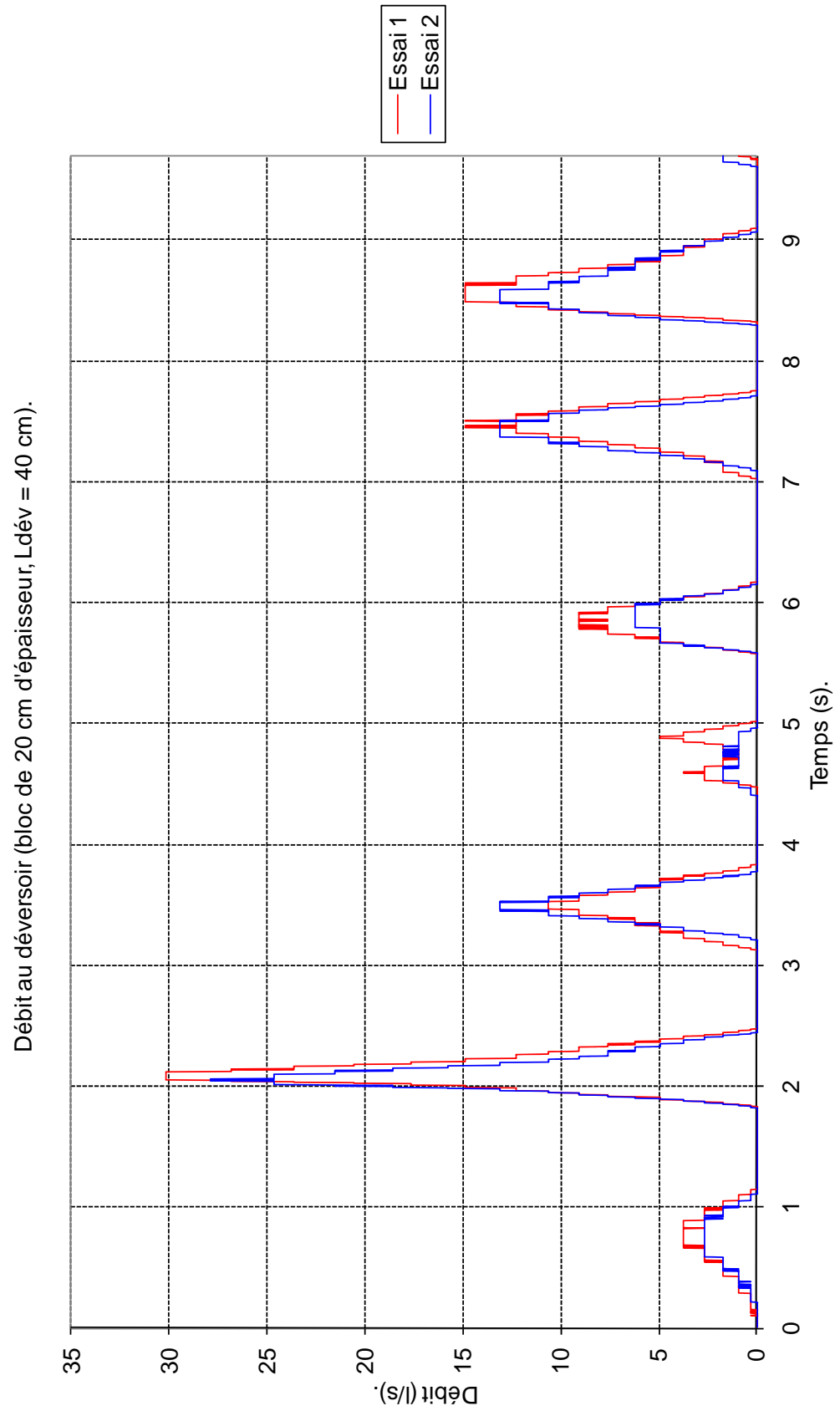




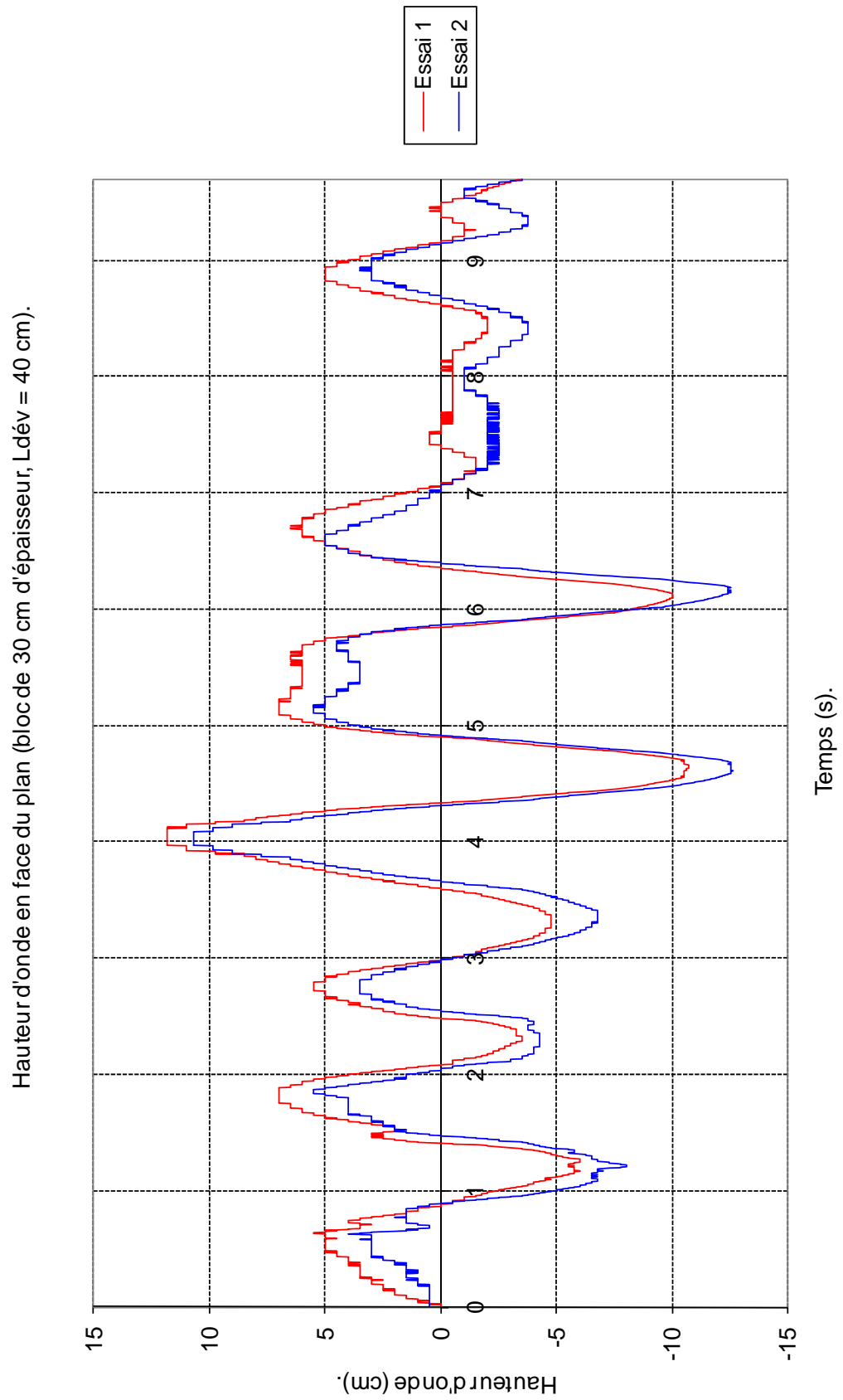


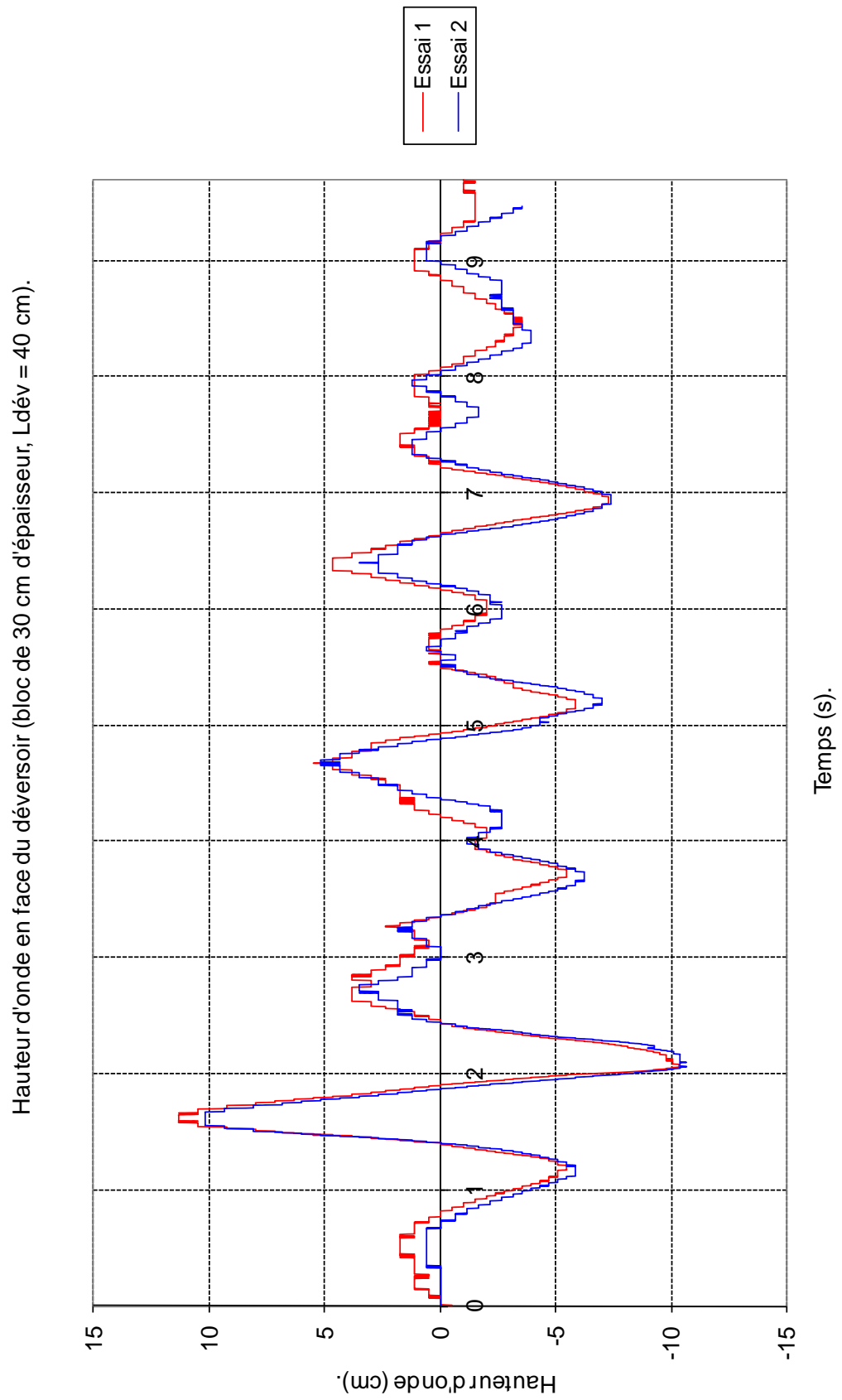
Hauteur d'onde au déversoir (bloc de 20 cm d'épaisseur,  $L_{dév} = 40$  cm).

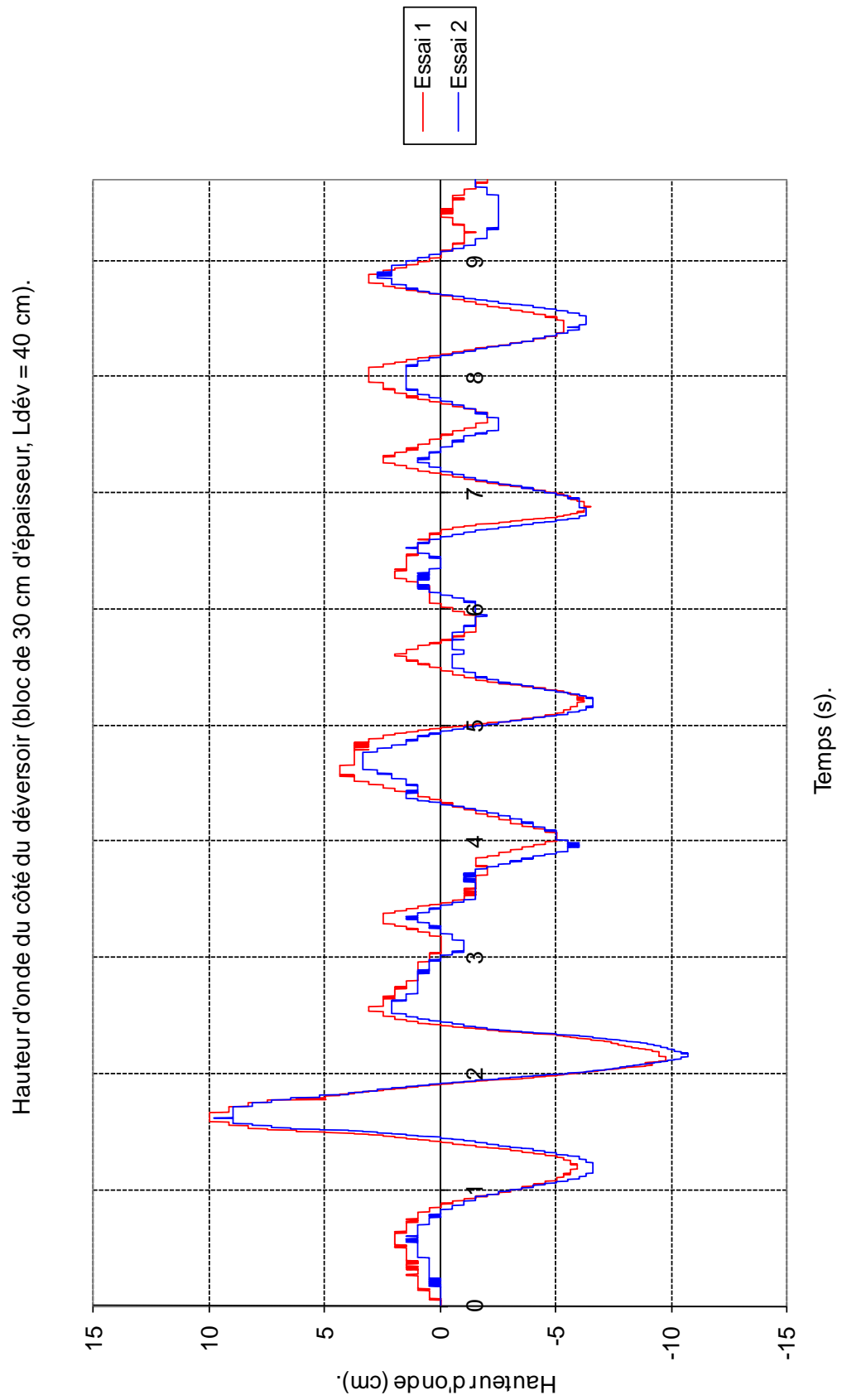


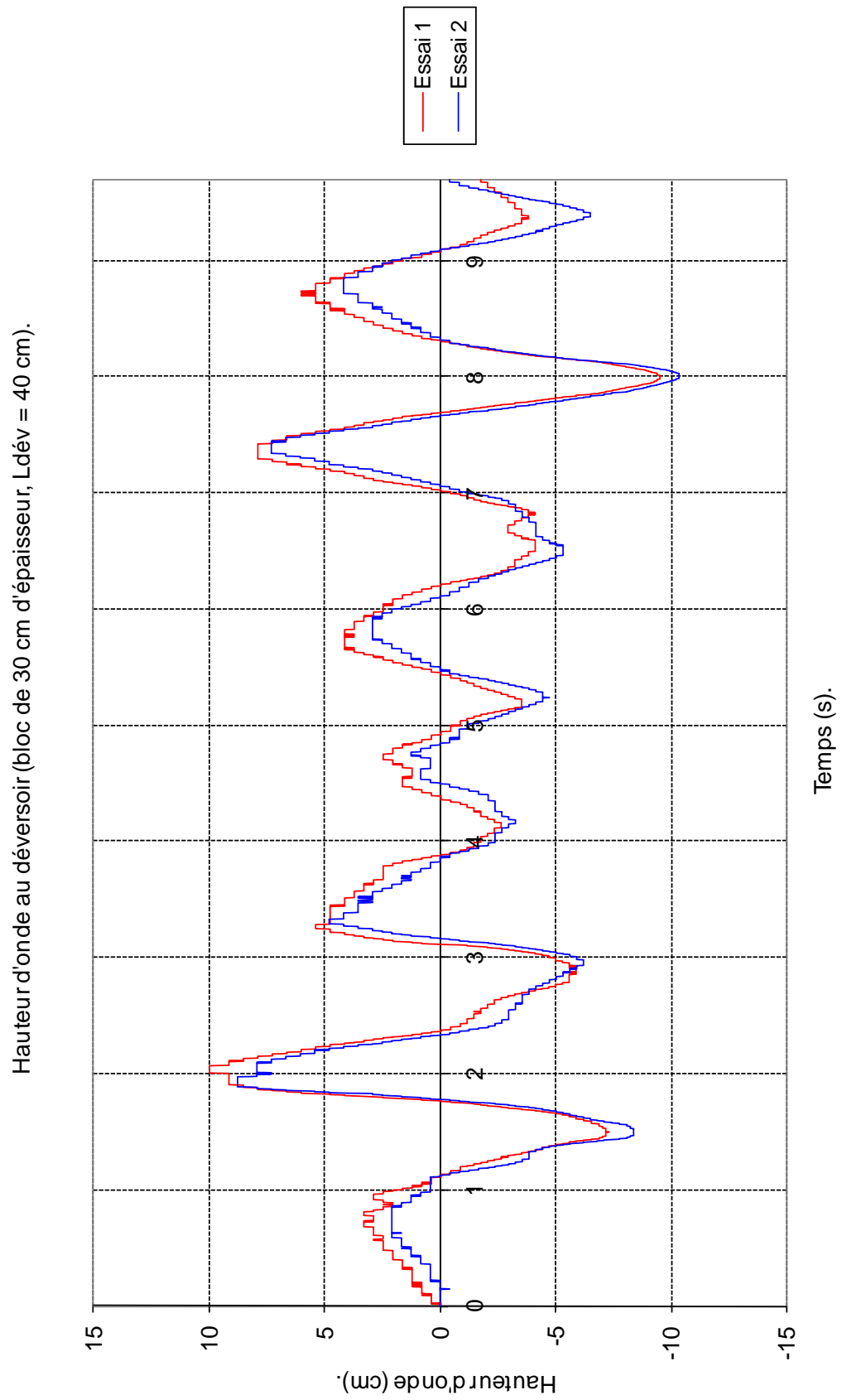


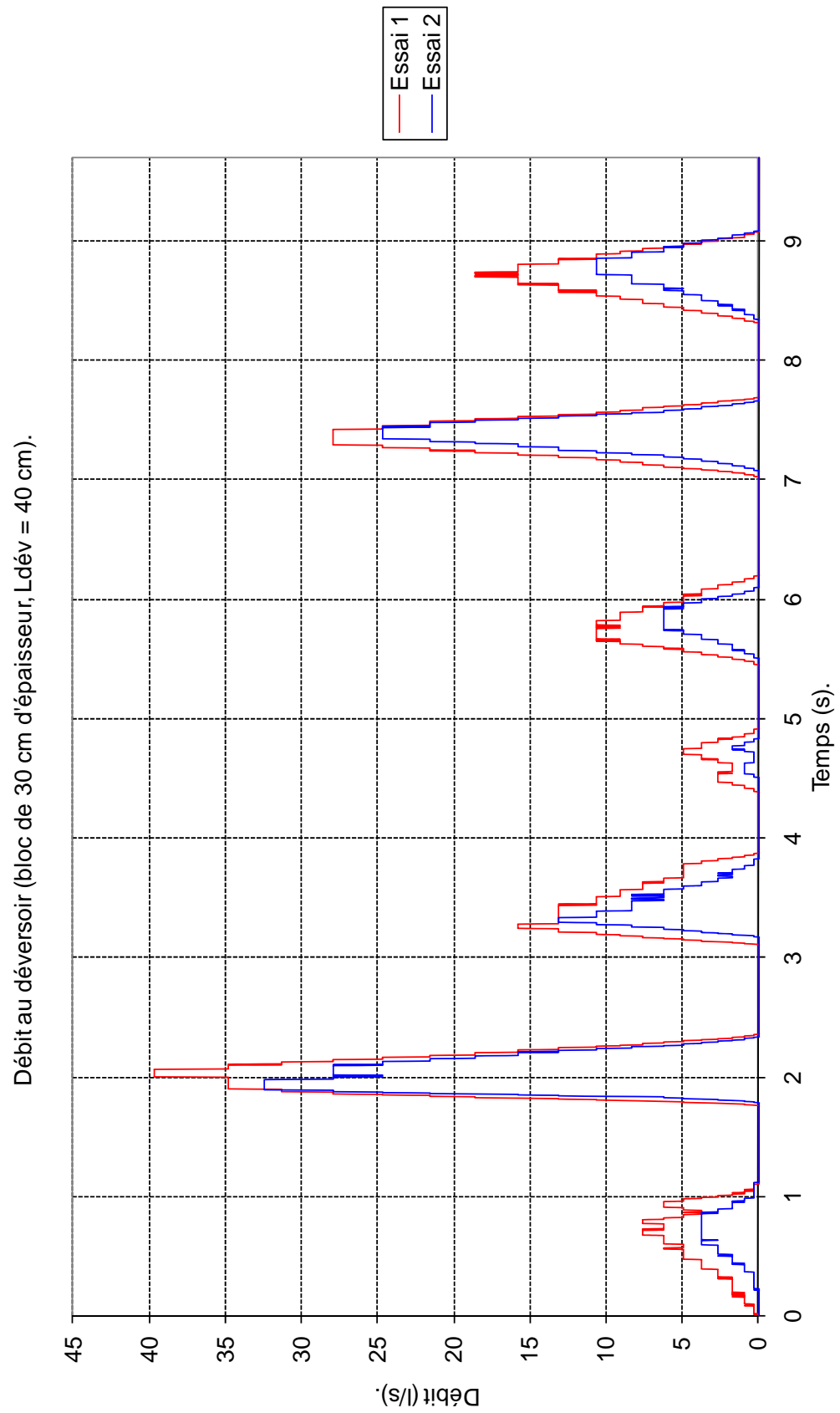
## VII.6 Déversoir de 40 cm, bloc de 30 cm d'épaisseur





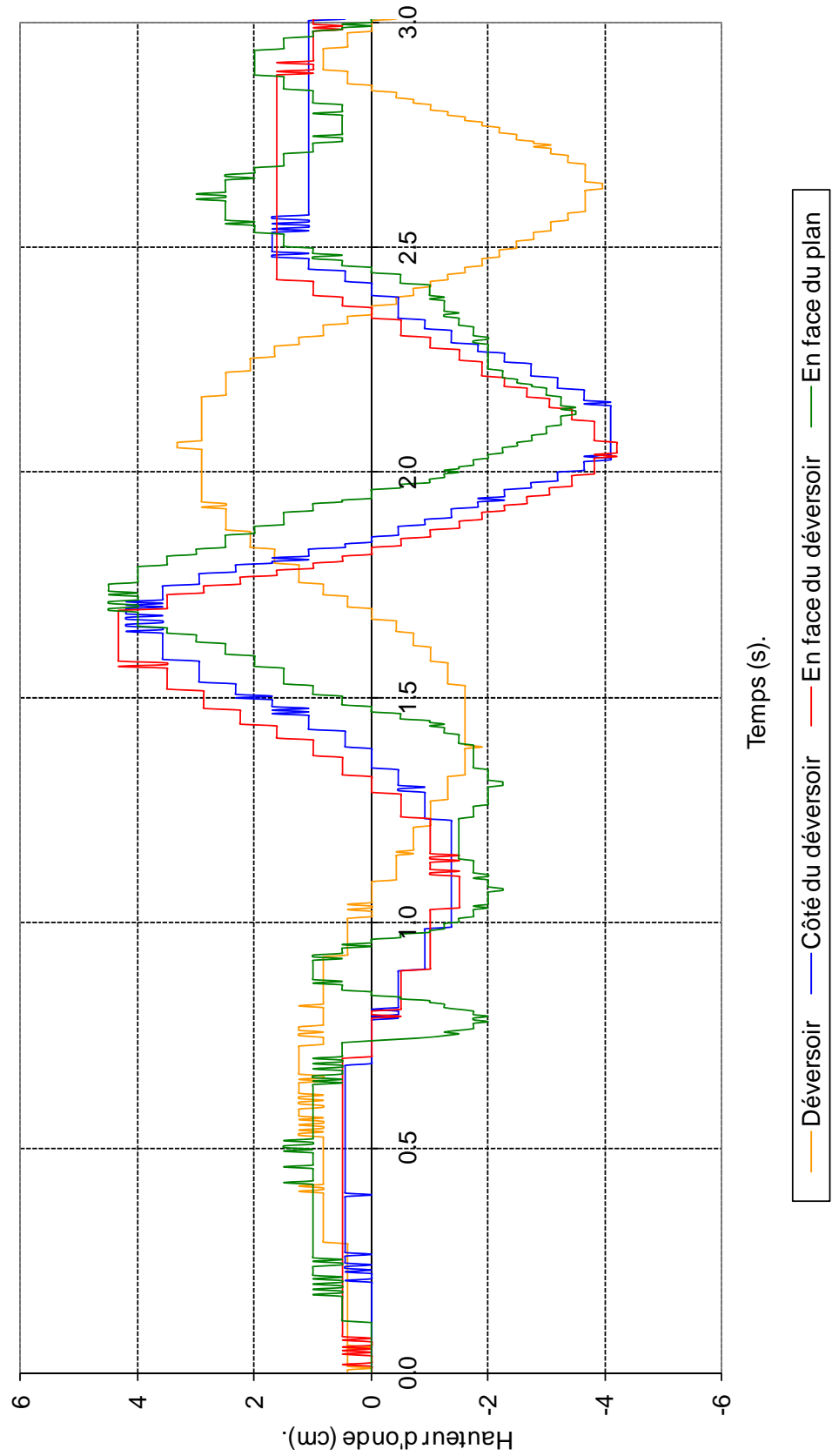






## VII.7 Phasage sur 3 secondes, déversoir de 60 cm, bloc de 10 cm d'épaisseur

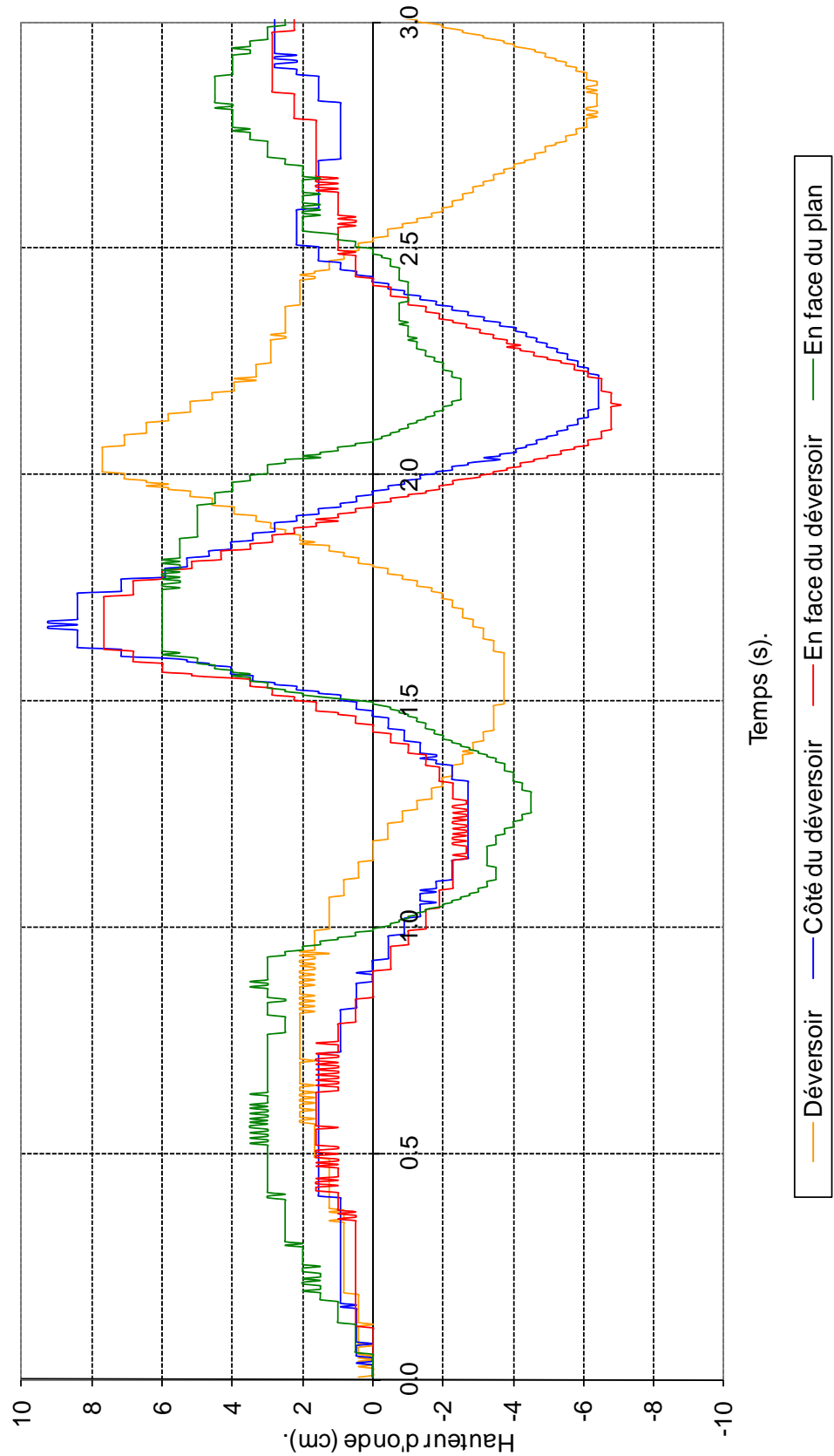
Bloc de 10 cm, phasage sur les 3 premières secondes ( $L_{dév} = 60$  cm).



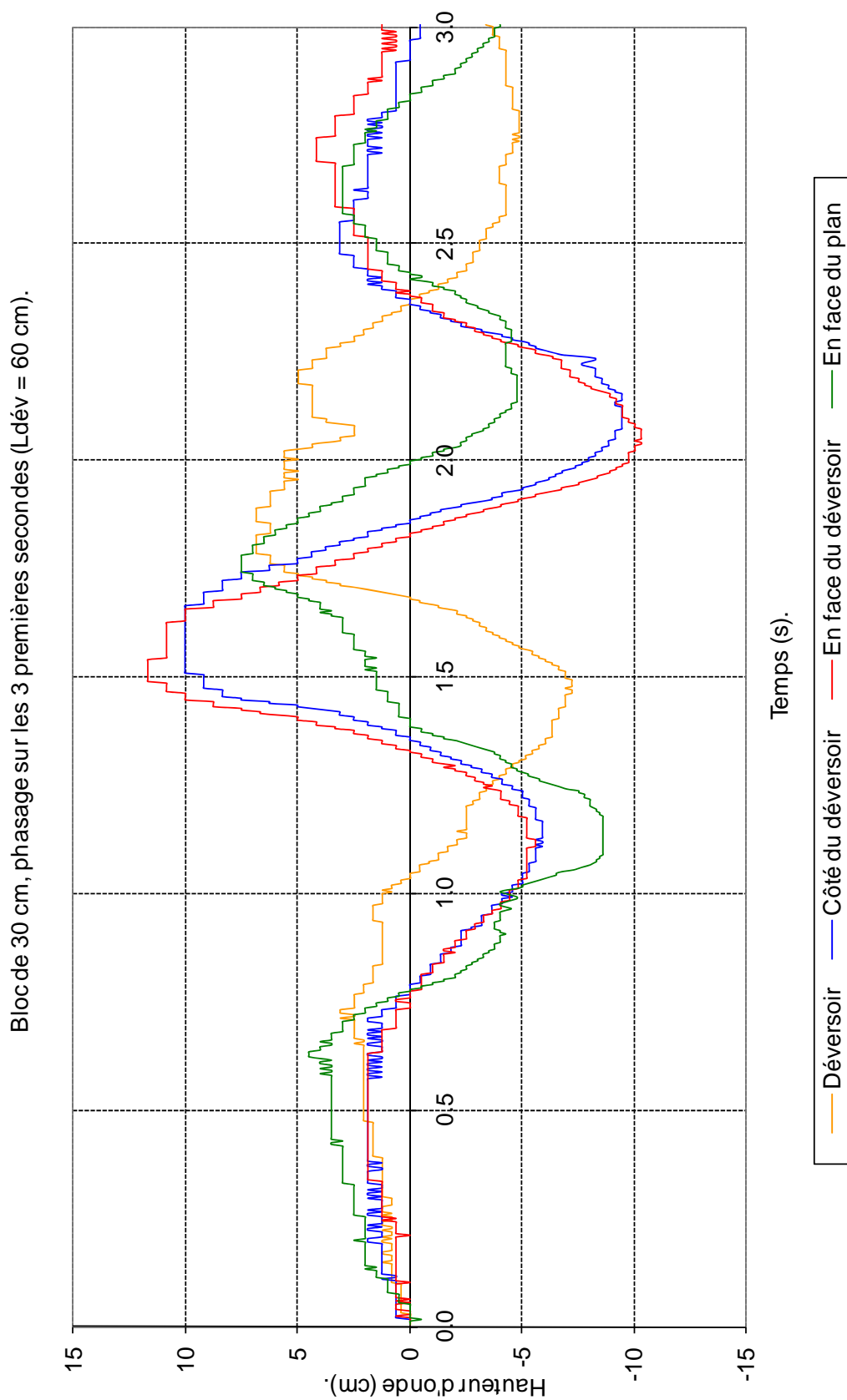


## VII.8 Phasage sur 3 secondes, déversoir de 60 cm, bloc de 20 cm d'épaisseur

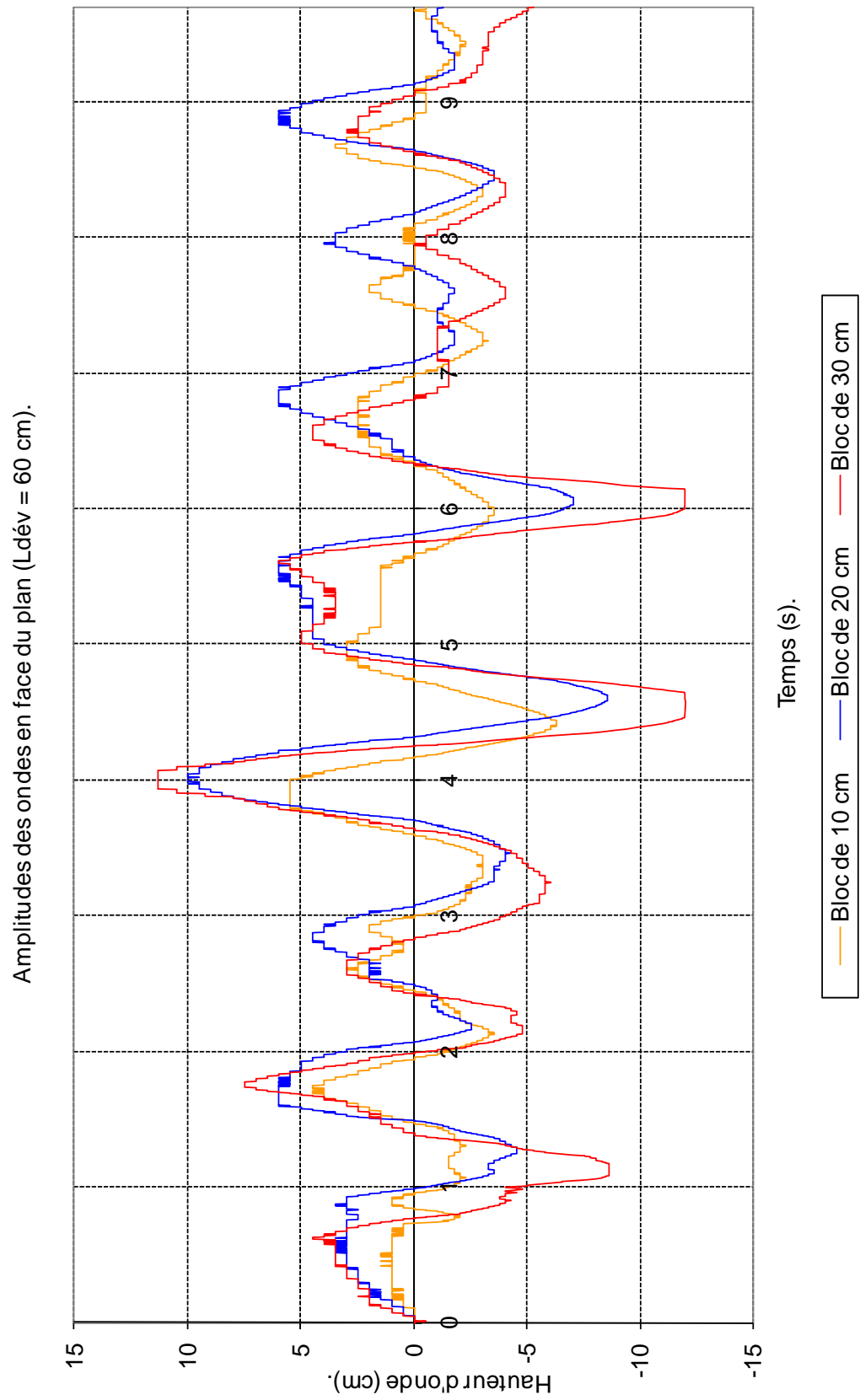
Bloc de 20 cm, phasage sur les 3 premières secondes ( $L_{dév} = 60$  cm).



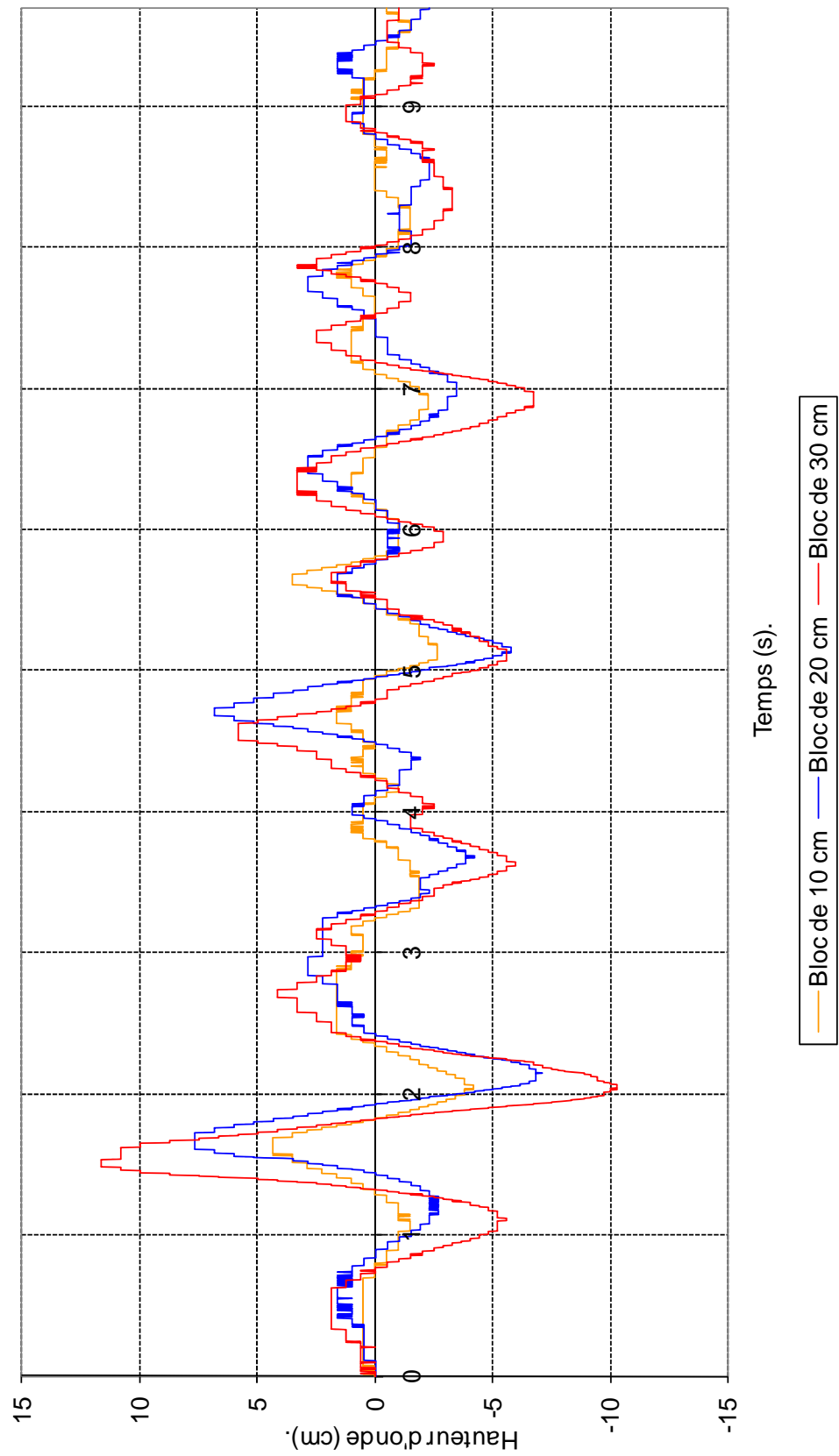
## VII.9 Phasage sur 3 secondes, déversoir de 60 cm, bloc de 30 cm d'épaisseur



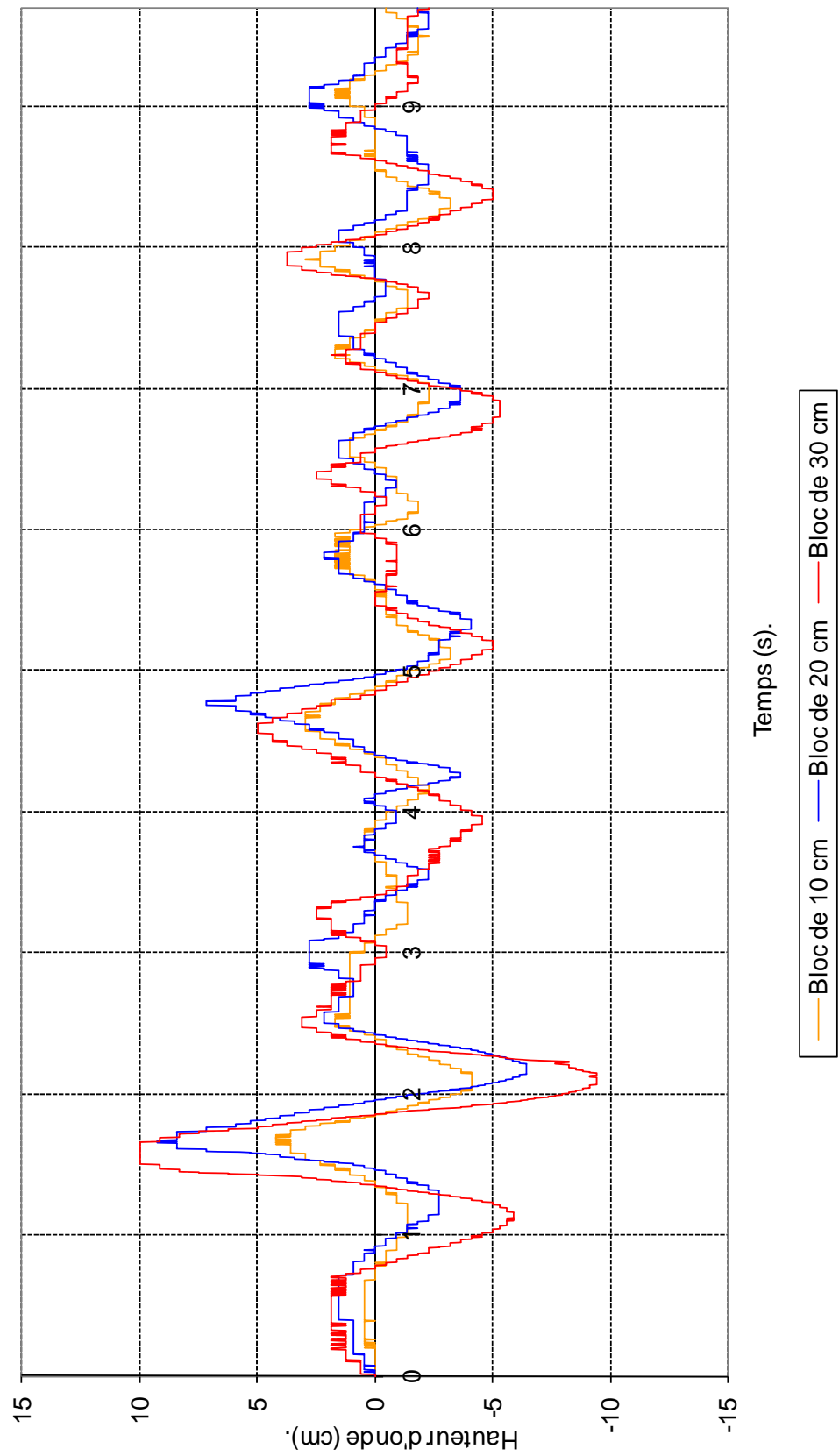
## VII.10 Blocs de tailles différentes

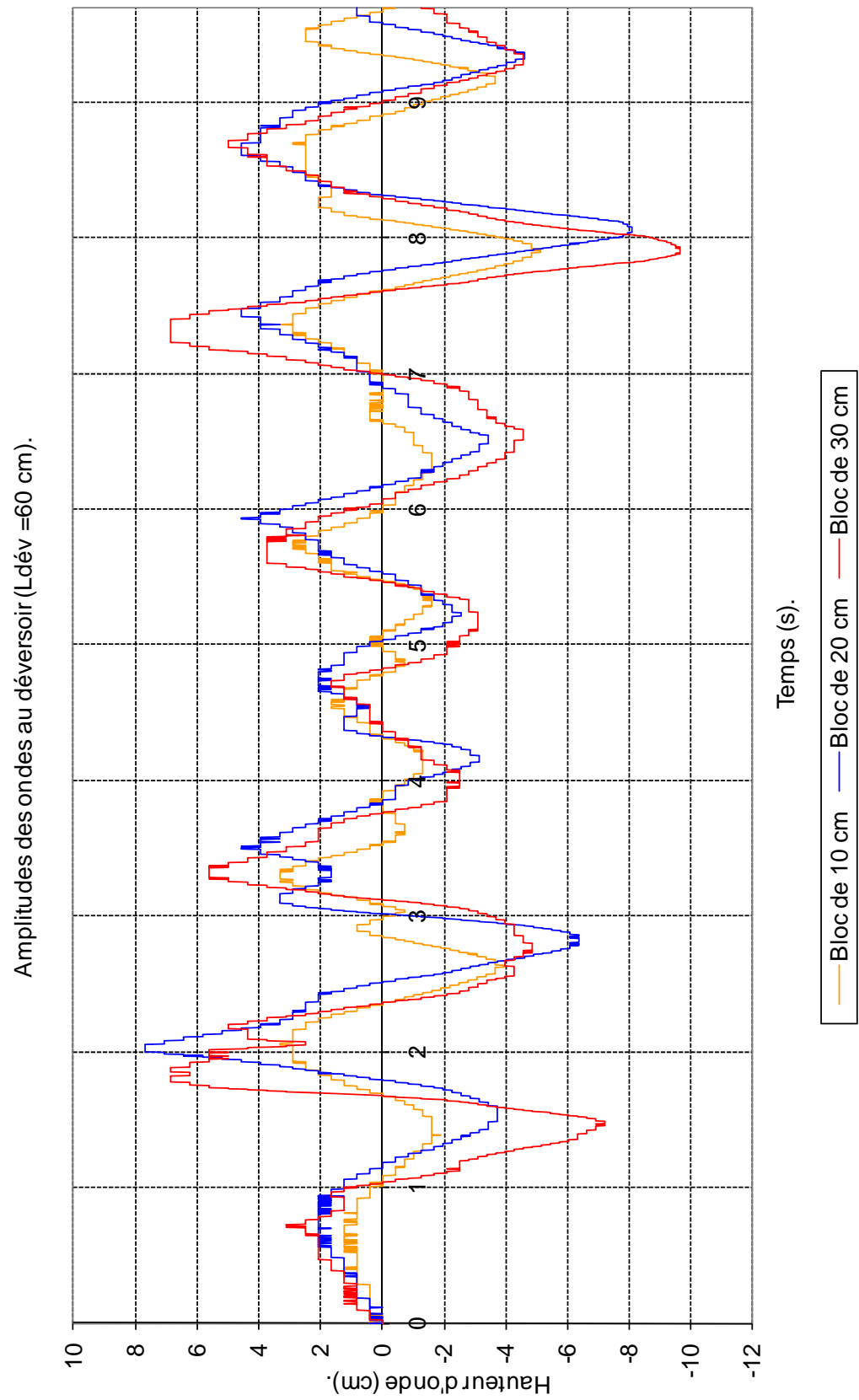


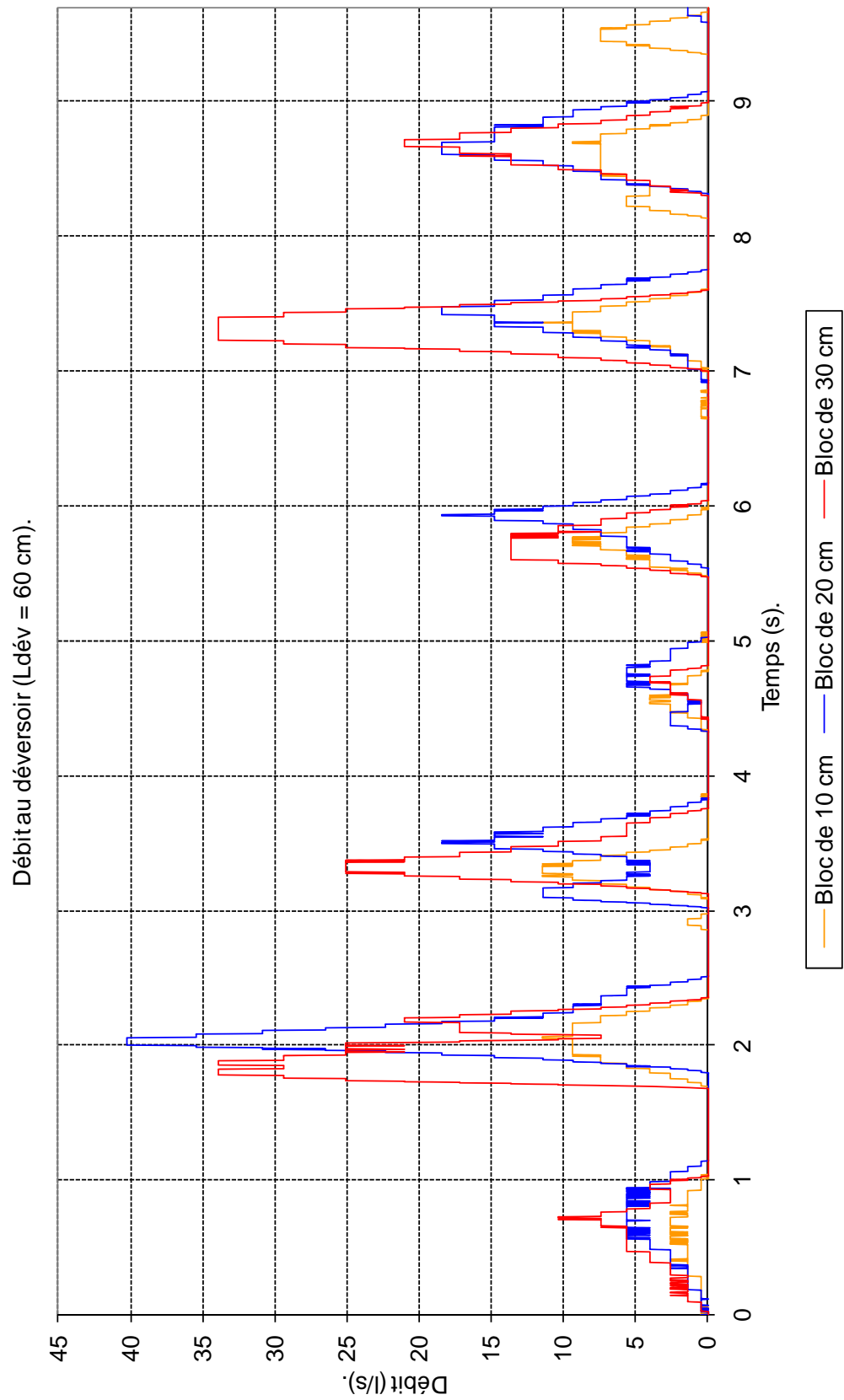
Amplitudes des ondes en face du déversoir ( $L_{dév} = 60$  cm).

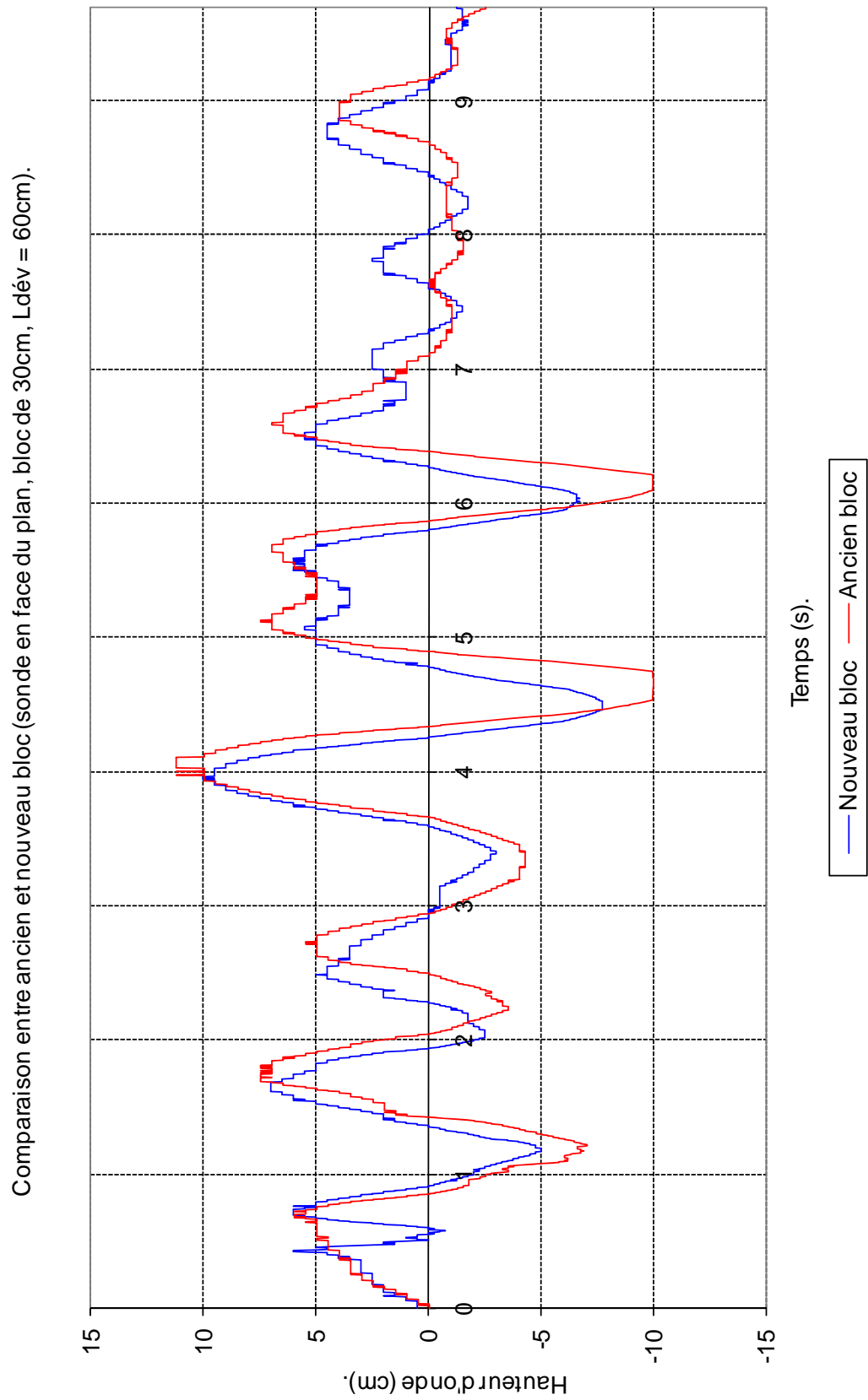


Amplitudes des ondes du côté du déversoir ( $L_{dév} = 60$  cm).



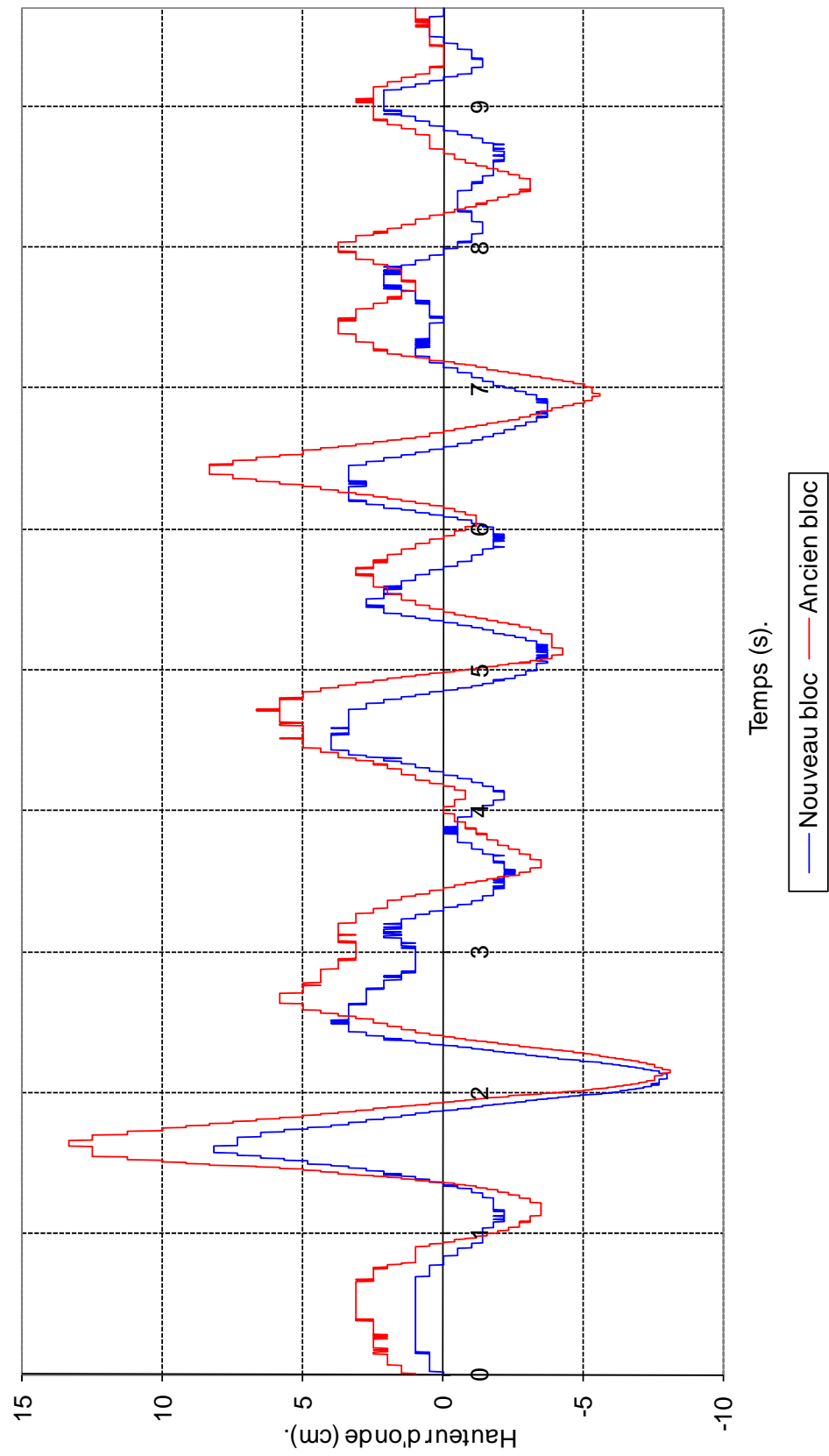




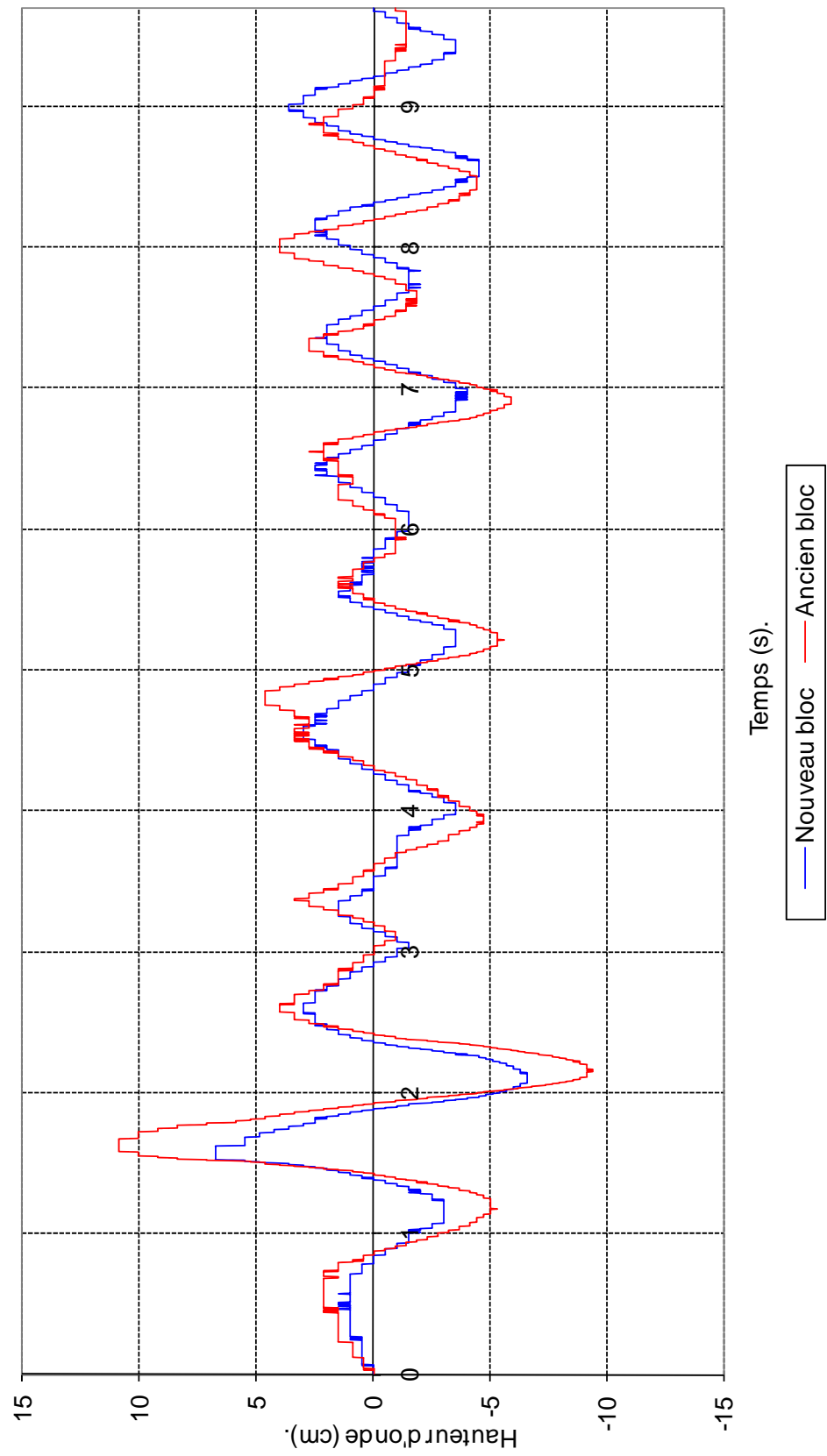
**VII.11 Nouvelle forme de bloc**



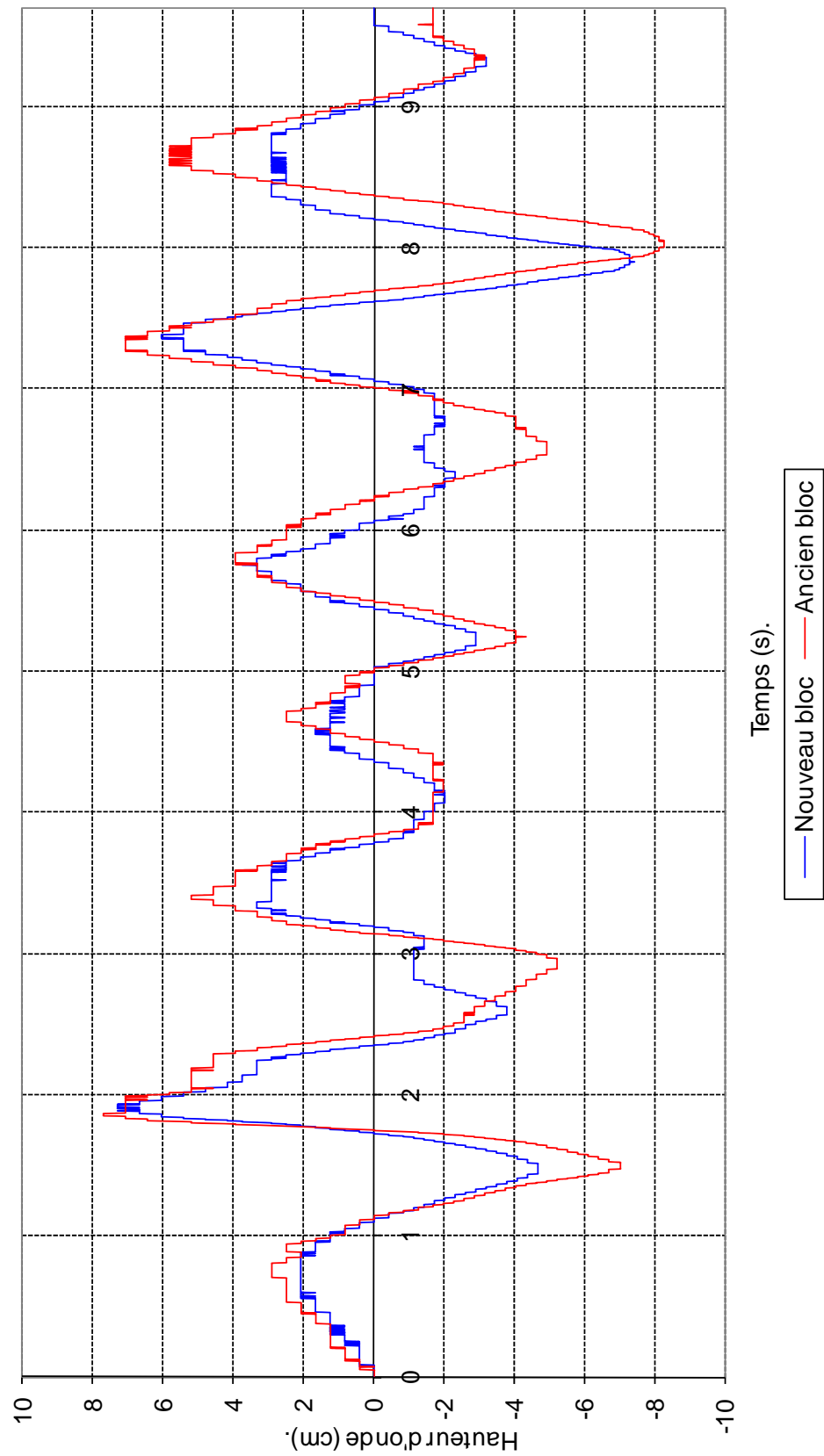
Comparaison entre ancien et nouveau bloc (sonde en face du déversoir, bloc de 30cm, Ldév = 60cm).



Comparaison entre ancien et nouveau bloc (sonde du côté du déversoir, bloc de 30cm, Ldév = 60cm).



Comparaison entre ancien et nouveau bloc (sonde au déversoir, bloc de 30cm, Ldév = 60cm).



Comparaison entre ancien et nouveau bloc (débit au déversoir, bloc de 30cm, L<sub>dév</sub> = 60cm).

